Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики
Российской академии наук
(ИТПЭ РАН)

На правах рукописи

РОЗАНОВ Константин Николаевич

Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ применений

01.04.11 – Физика магнитных явлений

диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
акад. РАН
Лагарьков Андрей Николаевич

Москва 2018

Оглавление

Список использованных сокращений……. 4

Список использованных обозначений……. 5

Введение……. 8

1 Методы измерения СВЧ материальных параметров……. 26

1.1 Литературный обзор……..... 26

1.2 Измерение СВЧ материальных параметров образцов в коаксиальной линии… 41

1.3 Метод измерения СВЧ магнитной проницаемости тонких ферромагнитных плёнок в короткозамкнутой полосковой ячейке…… 47

1.4 Квазиоптический скалярный метод измерения СВЧ диэлектрической проницаемости листовых материалов……..... 57

1.5 Измерение диэлектрической проницаемости листовых образцов при помощи резонатора с разрезом ……... 60

Выводы к разделу 1…… 67

2 Закономерности частотной дисперсии СВЧ магнитной проницаемости... 69

2.1 Литературный обзор…….. 69

2.2 Константа Аше при наличии полосовой доменной структуры…… 89

2.3 Применение интегрального закона Аше для данных, имеющихся в ограниченном частотном диапазоне…… 96

2.4 Экспериментальное исследование СВЧ магнитных свойств тонких плёнок железа…….. 110

2.5 Экспериментальное исследование СВЧ свойств тонких плёнок пермаллоя….. 122

Выводы к разделу 2…… 127

3 СВЧ свойства композитных материалов…….. 130

3.1 Литературный обзор…….. 130

3.2 Свойства композитных материалов с включениями, полученными методом высокоэнергетического размола……... 149

3.3 Закономерности частотной дисперсии материальных параметров в композитных материалах……. 158

3.4 СВЧ магнитная проницаемость композитов, содержащих гексагональные ферриты…….. 165

3.5 Влияние распределения включений по форме на частотную зависимость СВЧ магнитной проницаемости композитных материалов……... 172

3.6 Композитные материалы на основе тонких ферромагнитных плёнок…….. 182

Выводы к разделу 3…… 192
4 Частотная дисперсия материальных параметров композитов, содержащих волокнистые включения……..…… 195
4.1 Литературный обзор……. 195
4.2 СВЧ диэлектрическая проницаемость композитных материалов с проводящими волокнами…….. 207
4.3 СВЧ диэлектрическая проницаемость композитных материалов с углеродными нанотрубками……. 225
4.4 СВЧ свойства композитных материалов с литыми аморфными микропроводами в стеклянной оболочке…… 232
Выводы к разделу 4…… 240
5 Широкополосность радиопоглощающих покрытий……..…….. 242
5.1 Литературный обзор……. 242
5.2 Ограничение на отношение ширины рабочего диапазона к толщине радиопоглощающего покрытия…… 257
5.3 Узкополосные радиопоглощающие покрытия…….. 264
5.4 Численная оптимизация свойств диэлектрических радиопоглощающих покрытий…….……... 271
5.5 Численная оптимизация свойств магнитных радиопоглощающих покрытий……..……. 279
5.6 Численное исследование активных радиопоглощающих покрытий…… 289
Выводы к разделу 5…… 306
Заключение……. 310
Благодарности…… 312
Список литературы…… 313

Список использованных сокращений

ВЧ – высокочастотный;

ГФ – Гоша–Фукса (теория);

КК – Крамерса–Кронига (соотношения)

КМ − композитный материал;

КО − коэффициент отражения;

КП – коэффициент пропускания;

КПД – коэффициент полезного действия;

КСВН – коэффициент стоячей волны по напряжению;

ЛАМСО – литой аморфный микропровод в стеклянной оболочке;

ЛЛГ − Ландау–Лифшица–Гилберта (уравнение, дисперсионный закон);

ЛЛЛ – Ландау–Лифшица–Лойенги (формула смешения).

МГ – Максвелл Гарнета (формула смешения);

НРУ – Николсона–Росса–Уира (метод измерения материальных параметров);

НЧ – низкочастотный;

ОЛН – ось легкого намагничивания;

ПСС − плоскослоистая среда;

РЛЗ − радиолокационная заметность;

РПП − радиопоглощающее покрытие;

СВЧ − сверхвысокочастотный;

ТЭС – теория эффективной среды;

УВ – углеродные волокна;

УНТ – углеродные нанотрубки;

ФМ − ферромагнитный;

ФМР − ферромагнитный резонанс;

ХШ – Хашина–Штрикмана (пределы);

ЭМВ – электромагнитная волна;

ЭПР – эффективная поверхность рассеяния.

Список использованных обозначений

A – период структуры;

a – характерный размер частицы или включения;

a_D – диаметр включения;

a_L – длина включения;

a_ζ – характерный размер неоднородности в КМ;

B – амплитуда резонанса;

b – спектральная функция;

C – емкость;

c – скорость света;

C_∞ – полуокружность, замыкающая контур интегрирования для вычисления интеграла Коши;

C_j – чебышевские полиномы;

D – размерность;

d – толщина слоя или образца;

d_0 – толщина граничного слоя в неоднородном материале;

E – амплитуда электрического поля;

E_0 – амплитуда внешнего электрического поля;

F – произвольная функция;

f – линейная частота;

f_0 – резонансная частота волокна в вакууме;

f_x, f_y – коэффициенты в дисперсионной зависимости ЛЛГ;

f_δ – частота скинирования;

$f_{\text{мин}}$, $f_{\text{макс}}$ – нижняя и верхняя границы рабочего диапазона частот;

$f_{\text{пик}}$ – частота пика магнитных потерь;

$f_{\text{рез}}$ – линейная резонансная частота;

$\tilde{f}_{\text{рез}} = f_{\text{рез}} - \mathrm{i}/(2Q))$ – комплексная резонансная частота;

$f_{\text{рел}}$ – линейная релаксационная частота;

G – коэффициент усиления магнитного потока;

h – толщина пленки;

H – амплитуда магнитного поля;

$\mathbf{H}$ – вектор эффективного магнитного поля;

$\mathbf{h}=\{h_x, h_y, h_z\}$ – внешнее переменное магнитное поле;

H_{k} – поле магнитной анизотропии;

H_λ – эффективное поле магнитоупругой анизотропии;

$h_{\text{д}}$ – толщина диэлектрической подложки пленки;

$I_{\text{A}}(f)$ – интеграл Аше;

$i_{\text{A}}(f)$ – нормированный интеграл Аше;

$i_{\text{C}}(f)$ – нормированный интеграл Снука;

j – индекс суммирования;

J – функция Бесселя;

k – волновое число;

k_A – приведённая константа Аше;

K_A – константа Аше;

K_C – константа Снука;

l – линейный размер;

L – индуктивность;

$\mathbf{M}$ – вектор намагниченности;

$\mathbf{m}=\{m_x, m_y, m_z\}$ – переменные составляющие намагниченности ;

M_0 – намагниченность насыщения материала;

n – количество членов в сумме;

N_x, N_y, N_z – форм-фактор вдоль главных осей эллипсоидальной частицы;

$N_{рез}$ – количество резонансных членов в лоренцевом законе частотной дисперсии;

$N_{сл}$ – количество слоев в многослойной пленке;

p – объёмная концентрация включений в КМ;

P – поляризуемость частицы или включения;

Q – добротность;

r – сопротивление;

r_1 и r_2 – внутренний и внешний радиусы коаксиальной линии;

R – комплексный КО (абс. величина, выраженная как отношение электрических полей отраженной и падающей ЭМВ);

R_0 – максимальное значение модуля КО в пределах рабочего диапазона РПП;

$R_{мин}$ – значение модуля КО в его минимуме;

s – параметр интегрирования;

S – площадь;

T – комплексный КП;

t – время;

$\mathrm{tg}\delta_\varepsilon=\varepsilon''/\varepsilon'$ – тангенс угла диэлектрических потерь материала;

$\mathrm{tg}\delta_\mu=\mu''/\mu'$ – тангенс угла магнитных потерь материала;

U – свободная энергия ферромагнетика;

V – объем резонатора;

$W=2(f_{макс}-f_{мин})/(f_{макс}+f_{мин})$ – относительная ширина рабочего диапазона частот;

W_1, W_2, W_3 – коэффициенты в формуле Мейсона;

x, y, z – декартовы координаты;

Y – частотный критический индекс в перколяционной теории;

Z – характеристический импеданс;

$Z_{вх}$ – входной импеданс;

α – параметр затухания Гилберта;

γ – гиромагнитное отношение;

$\gamma' = \gamma/2\pi$;

δ – толщина скин-слоя;

$\delta\hat{f}_{рез}$ – сдвиг комплексной резонансной частоты;

δR – погрешность измерения КО;

ΔV – объем образца в резонаторе;

$\delta f_{рез}$ – сдвиг комплексной резонансной частоты;

$\delta\varepsilon$ – погрешность измерения диэлектрической проницаемости;

$\delta\mu$ – погрешность измерения магнитной проницаемости;

$\Delta\lambda$ – ширина рабочего диапазона длин волн;

$\varepsilon=\varepsilon'-i\varepsilon''$ – диэлектрическая проницаемость;

$\varepsilon_{вкл}$ – диэлектрическая проницаемость включений в КМ;

$\varepsilon_м$ – диэлектрическая проницаемость матрицы КМ;

$\varepsilon_{ст}$ – статическая диэлектрическая проницаемость;

$\varepsilon_{эфф}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость КМ;

ε_∞ – оптическая диэлектрическая проницаемость;

$\eta = kd = 2\pi\sqrt{\varepsilon\mu}\, d/\lambda$ – оптическая толщина слоя или образца;

$\eta_{изл}$ – эффективность излучения антенны;

κ – фактор усреднения по ориентациям включений;

λ – длина волны;

λ_0 – середина рабочего диапазона длин волн;

$\lambda_1, \ldots, \lambda_n$ – нули комплексного КО;

$\lambda_{мин}$, $\lambda_{макс}$ – нижняя и верхняя границы рабочего диапазона длин волн;

Λ – константа магнитострикции;

μ_∞ – оптическая магнитная проницаемость;

$\mu = \mu' - \mathrm{i}\,\mu''$ – магнитная проницаемость;

$\mu_{ст}$ – статическая магнитная проницаемость;

$\mu_{эфф}$ – эффективная магнитная проницаемость КМ;

$\xi = (\lambda - \lambda_{мин}\lambda_{макс}/\lambda)/\Delta\lambda$ – приведенная частота;

ρ – удельное сопротивление;

σ – проводимость;

$\tau = 1/f_{рел}$ – характерное время релаксации;

τ_0 – среднее время релаксации;

φ, θ – полярные координаты, определяющие направление вектора намагничения;

$\varphi_{пад}$ – угол падения ЭМВ;

χ – восприимчивость материала;

$\chi_{вкл} = \varepsilon_{вкл}/\varepsilon_м - 1$ или $\mu_{вкл} - 1$ – приведенная восприимчивость включений;

$\chi_{ст} = \varepsilon_{ст}/\varepsilon_м - 1$ или $\mu_{ст} - 1$ – приведенная статическая восприимчивость;

$\chi_{эфф} = \varepsilon_{эфф}/\varepsilon_м - 1$ или $\mu_{эфф} - 1$ – приведенная эффективная восприимчивость;

Ψ и Ω – концентрационные критические индексы в перколяционной теории;

Ψ', Ψ'' – экспоненциальные показатели в частотных зависимостях Коул–Коула и Гавриляка–Негами;

ψ – угол между ОЛН и плоскостью магнитной пленки;

ω – круговая частота;

$\omega_{рез}$ – круговая резонансная частота;

υ – целевая функция (функция невязки);

$\zeta = |N(\varepsilon_{вкл}/\varepsilon_м - 1)|$ – контраст проницаемости включений в КМ.

Остальные символы имеют локальные значения и определены непосредственно там, где встречаются.

Во всей работе восприимчивость χ считается равной проницаемости, нормированной на проницаемость среды, в которую помещена частица, за вычетом единицы, как в системе единиц СИ, без добавления множителя 4π, обычного для системы единиц СГС.

Введение

Актуальность темы. В настоящее время в приложениях для СВЧ диапазона широко применяются магнитные материалы, используемые в качестве поглотителей или концентраторов СВЧ поля. Поглотители могут быть использованы для борьбы с электромагнитными помехами, обеспечения электромагнитной совместимости, снижения радиолокационной заметности и пр. [615]. К концентраторам относят различные фильтры, сердечники СВЧ индукторов, подложки миниатюризированных антенн для мобильных устройств и т.п. [627]. Соответственно, одним из актуальных разделов физики магнитных явлений является исследование взаимодействия электромагнитных волн с магнитными материалами.

Корректное описание СВЧ магнитных свойств материалов во многих случаях требует рассмотрения полного набора материальных параметров, магнитной проницаемости $\mu=\mu'-\mathrm{i}\,\mu''$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon=\varepsilon'-\mathrm{i}\,\varepsilon''$. Для достижения наибольшей эффективности материалов в технических применениях их материальные параметры должны удовлетворять определённым требованиям, имея заданные значения в широком диапазоне частот СВЧ диапазона [676]. При такой постановке задачи рассматривают обычно тот компонент тензора эффективной магнитной проницаемости материала, который имеет максимальное значение; величины остальных компонентов, как правило, остаются за рамками рассмотрения.

Таким образом, возникает необходимость управления частотной дисперсией диэлектрической и магнитной проницаемостей для получения их высоких значений, малых потерь или сильной зависимостью от частоты в заданном частотном диапазоне. Однако существуют достаточно жесткие физические ограничения на динамическое поведение материальных параметров, наличие которых необходимо учитывать при оценке реализуемости требуемых частотных зависимостей материальных параметров.

Хорошо известным примером таких ограничений являются соотношения Крамерса–Кронига (см., напр., [480]), связывающие диссипацию энергии в материале с наличием частотной дисперсии соответствующего материального параметра, а также закон Снука [614], который соотносит величину магнитной проницаемости с частотой, выше которой материал не проявляет динамических магнитных свойств. В ряде магнитных материалов, таких как тонкие ферромагнитные плёнки, композитные материалы, содержащие ферромагнитные включения пластинчатой формы, гексагональные ферриты и некоторые виды аморфных микропроводов, ограничение Снука может быть превзойдено [84, 183], что позволяет достичь предельно высоких значений динамической магнитной проницаемости.

В качестве электродинамических материалов часто используют КМ, которые могут иметь преимущества перед однородными материалами в высоком электрическом сопротивлении, низком удельном весе, хороших механических свойствах, более широких возможностях механической обработки. Свойства композитных материалов могут варьироваться в широких пределах при изменении концентрации включений, в результате механического размола включений и др. Применение композитов делает возможным раздельное рассмотрение электродинамических свойств, зависящих, в основном, от наполнителя, и физико-механических свойств, ко-

торые в первую очередь определяются матрицей композита. Это позволяет создавать материалы, совмещающие высокую эффективность для технических применений (например, для радиопоглощения) и необходимые физико-механические свойства (например, стойкость материала к различным внешним воздействиям) [158].

В СВЧ диапазоне основным механизмом, формирующим магнитные спектры, служит естественный ферромагнитный резонанс. Тем не менее, экспериментально наблюдаемые частотные зависимости магнитной проницаемости часто имеют сложную форму. Смещение, искажение и уширение магнитных спектров или расщепление их на несколько изолированных пиков, как правило, связаны с неоднородностью материала [313]. Наличие магнитной структуры может приводить к возникновению доменных мод ферромагнитного резонанса или расщеплению резонанса на спиновых волнах. Структурная неоднородность материала (особенно в композитных материалах) приводит к искажению формы дисперсионных зависимостей вследствие размагничивания на элементах структуры [393]. Существенное влияние на форму дисперсионных зависимостей магнитной проницаемости могут оказывать также скин-эффект, магнитоупругий эффект, связанные с неоднородными механическими напряжениями в материале, электродинамические (резонансные) эффекты.

В целом, несмотря на свою актуальность, вопрос об интерпретации положения, ширины и формы экспериментально наблюдаемых линий магнитного поглощения в магнитных материалах далек от окончательного решения. Не определены количественные соотношения, описывающие влияние описанных выше механизмов на параметры дисперсионных зависимостей. Не ясно, как определять конкретные механизмы отвечающие за ту или иную область частотной дисперсии магнитных материалов в СВЧ диапазоне [442]. Отсутствует общепризнанная теория композитных материалов, которая позволяла бы точно описывать их эффективные материальные параметры в широком диапазоне концентраций и частот [604]. Практически нет данных о собственной магнитной проницаемости материала включений в композитных материалах и пр.

Таким образом, определение механизмов, отвечающих за формирование частотной дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных материалов, и закономерностей, связывающих параметры дисперсионных зависимостей, с целью использования полученных результатов при создании устройств СВЧ является актуальной задачей.

Целью диссертационной работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование законов частотной дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемости магнитных композитных материалов в СВЧ диапазоне. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1 Разработка и модернизация методов измерения СВЧ материальных параметров для увеличения точности и широкополосности измерений.

2 Экспериментальное и теоретическое исследование частотной дисперсии СВЧ магнитной проницаемости тонких ферромагнитных плёнок, определение физических механизмов, определяющих форму дисперсионных зависимостей, и соотношений, связывающих между собой параметры этих зависимостей.

3 Экспериментальное и теоретическое исследование частотной дисперсии СВЧ магнитной проницаемости композитных материалов, наполненных проводящими порошками, определение связи между эффективной проницаемостью композита и собственной проницаемостью включений и возможностей нахождения собственной проницаемости из данных измерений.

4 Экспериментальное и теоретическое исследование частотной дисперсии СВЧ материальных параметров композитных материалов с волокнистыми включениями.

5 Применение полученных результатов к решению практических задач, в т.ч., задачи о широкополосности поглотителей электромагнитных волн.

Новизна работы. Все основные положения, выносимые на защиту, являются новыми и представляют интерес для широкого круга исследователей, что подтверждается их активным цитированием в отечественной и зарубежной научно-технической литературе.

Методы исследования. В основном, исследование проведено экспериментальными методами. Ряд задач решен при помощи теоретических или численных методов.

Практическая ценность результатов диссертации состоит в определении ограничений на эффективности различных элементов СВЧ техники, использующих магнитные материалы, таких как поглотители ЭМВ и полосковые антенны на магнитодиэлектрической подложке. Также в ходе работы был разработан ряд оригинальных методов измерения СВЧ диэлектрической и магнитной проницаемости материалов.

Достоверность результатов. Достоверность полученных в работе результатов, как экспериментальных, так и теоретических, подтверждается результатами сопоставления эксперимента и теории. Для разработанных измерительных методик проведен анализ погрешностей и проведены измерения на образцах с известными свойствами.

Личный вклад автора. Личный вклад соискателя в получение научных результатов, вошедших в диссертацию, состоит в постановке задач, разработке экспериментальных и теоретических методов их решения, проведении теоретических исследований, анализе, интерпретации и обобщении полученных результатов. Экспериментальные исследования и численные расчеты проводилась соискателем как самостоятельно, так и с участием соавторов. В диссертацию включены только те результаты выполненных в соавторстве исследований, в которых личный вклад соискателя являлся определяющим.

На защиту выносятся:

1 Новые методы измерения диэлектрической и магнитной проницаемости материалов в СВЧ диапазоне, включая метод измерения СВЧ магнитной проницаемости в короткозамкнутой полосковой измерительной ячейке с применением двух калибровочных образцов и метод измерения диэлектрической проницаемости листовых образцов в коаксиальном резонаторе с поперечным разрезом, где для учета влияния разреза на результат измерения получена аналитическая формула.

2 Справедливость ограничения Аше на высокочастотную магнитную проницаемость магнитных материалов для случая ферромагнитной плёнки с полосовой доменной

структурой и произвольной ориентацией вектора намагниченности. Метод определения константы Аше из экспериментальных данных с использованием лоренцевой аппроксимации частотной зависимости магнитной проницаемости, что позволяет получать более точные результаты по сравнению с общепринятым методом интегрирования измеренных магнитных потерь.

3 Формула смешения для композитных материалов, содержащих проводящие включения «камневидной» формы, которая обобщает формулы смешения Максвелл Гарнета и Брюггемана и демонстрирует хорошее согласие с измеренными значениями СВЧ диэлектрической и магнитной проницаемостей композитов в широком диапазоне концентраций включений и частот.

4 Композитный магнитодиэлектрический материал на основе многослойных плёнок пермаллоя, которые нанесены на тонкую лавсановую плёнку методом магнетронного распыления, характеризующийся высокой квазистатической магнитной проницаемостью, около 60, и высокой амплитудой пика магнитных потерь – 50 на частоте около 1 ГГц при содержании пермаллоя 22 об.%. На частотах вблизи пика магнитных потерь материал может быть использован как поглотитель магнитного поля, на более низких частотах – в качестве концентратора поля, например, для изготовления сердечников миниатюризованных полосковых антенн.

5 Правило сумм для соотношения Крамерса–Кронига для логарифма модуля коэффициента отражения от плоскослоистой структуры и следующее из него ограничение на предельное значение отношения ширины рабочего диапазона длин волн к толщине радиопоглощающего покрытия, справедливое как для однослойных, так и для многослойных покрытий с любым физически реализуемым законом частотной дисперсии материальных параметров, а также для неоднородных материалов.

6 Эмпирическое соотношение, связывающее предельное отношение ширины рабочего диапазона длин волн к толщине радиопоглощающих покрытий и количество минимумов модуля коэффициента отражения, расположенных в пределах рабочего диапазона. Дополнительные ограничения на широкополосность магнитных радиопоглотителей, связанные с законами Снука и Аше. Возможность создания с использованием активных материалов высокоэффективных радиопоглощающих покрытий, значительно превосходящих по эффективности и широкополосности поглотители, которые можно реализовать на обычных материалах той же толщины.

Апробация результатов работы. По теме диссертации изданы 275 печатных работ, включая 83 работы в рецензируемых журналах, 2 патента, 3 главы в книгах. Основные результаты опубликованы в статьях:

1 Lagarkov A.N., Matytsin S.M., Rozanov K.N., Sarychev A.K. Dielectric properties of fiber-filled composites // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 3806.

2 Rozanov K.N., Starostenko S.N. Numerical study of bandwidth of radar absorbers // Eur. Phys. J. – Appl. Phys. 1999. V. 8. P. 147.

3 Rozanov K.N. Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2000. V. 48. P. 1230.
4 Розанов К.Н., Симонов Н.А., Осипов А.В. Измерение магнитной проницаемости ферромагнитных пленок на сверхвысоких частотах // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. С. 229.
5 Розанов К.Н., Преображенский Е.А. Применение нелинейных и активных материалов для создания широкополосных радиопоглотителей // Успехи современной радиоэлектроники. 2003. № 3. С. 26.
6 Matytsin S.M., Hock K.M., Liu L., Gan Y.B., Lagarkov A.N., Rozanov K.N. Shift of resonance frequency of long conducting fibers embedded in a composite // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 1146.
7 Розанов К.Н., Старостенко С.Н. Влияние дисперсии магнитной проницаемости на широкополосность магнитных радиопоглотителей, Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. С. 715.
8 Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Osipov A.V., Rozanov K.N., Ryjikov I.A., Simonov N.A., Starostenko S.N. Experimental study of microwave permeability of thin Fe films // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 258–259. P. 195.
9 Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Osipov A.V., Rozanov K.N., Ryjikov I.A., Starostenko S.N. Microwave permeability of laminates with thin Fe-based films // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 272. P. 2208.
10 Rozanov K.N., Li Z. W., Chen L.F., Koledintseva M.Y. Microwave permeability of Co_2Z composites // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. Art. no. 013905.
11 Розанов К. Н., Преображенский Е. А. Синтез широкополосных радиопоглощающих покрытий на основе сложных сред, составленных из активных электрических диполей // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. С. 858.
12 Liu L., Matitsine S.M., Gan Y.B., Rozanov K.N. The thickness dependence of resonance frequency in anisotropic composites with long conductive fibers // Electromagnetics. 2005. V. 25. P. 69.
13 Buznikov N.A., Rozanov K.N. The effect of stripe domain structure on dynamic permeability of thin ferromagnetic films with out-of-plane uniaxial anisotropy // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 285. P. 314.
14 Ikonen P.M.T., Rozanov K.N., Osipov A.V., Alitalo P., Tretyakov S.A. Magnetodielectric substrates in antenna miniaturization: potential and limitations // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2006. V. 54. P. 3391.
15 Starostenko S.N., Rozanov K.N., Osipov A.V. Microwave properties of composites with glass coated amorphous magnetic microwires // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 298. P. 56.
16 Liu L., Matitsine S.M., Gan Y.B., Chen L.F., Kong L.B., Rozanov K.N. Frequency dependence of effective permittivity of carbon nanotube composites // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. Art. no. 094106.
17 Елсуков Е.П., Розанов К.Н., Ломаева С.Ф., Осипов А.В., Петров Д.А., Сурнин Д.В., Чулкина А.А., Шуравин А.С. Структура, магнитостатические свойства и СВЧ характеристики нанокристаллических механоактивированных порошков Fe и Fe-Si // Физика металлов и металловедение. 2007. Т. 104. С. 261.

18 Елсуков Е.П., Розанов К.Н., Ломаева С.Ф. и др. СВЧ свойства порошков Fe, измельченных в различных средах // Физика металлов и металловедение. 2008. Т. 106. С. 482.
19 Starostenko S.N., Rozanov K.N., Osipov A.V. A broadband method to measure magnetic spectra of thin films // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. no. 07E914.
20 Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Осипов А.В., Петров Д.А., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Седова М.В., Старостенко С.Н., Якубов И.Т. // Свойства слоистых структур на основе тонких ферромагнитных пленок. Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. С. 625.
21 Lagarkov A.N., Rozanov K.N. High-frequency behavior of magnetic composites // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 2082.
22 Rozanov K.N., Osipov A.V., Petrov D.A., Starostenko S.N., Yelsukov E.P. The effect of shape distribution of inclusions on the frequency dependence of permeability in composites // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 738.
23 Karilainen A.O., Ikonen P.M.T., Simovski C.R., Tretyakov S.A., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Rozanov K.N., Starostenko S.N. Experimental studies on antenna miniaturisation using magneto-dielectric and dielectric materials // IET Microwaves, Antennas Propagat. 2011. V. 5. P. 495.
24 Rozanov K.N., Koledintseva M.Y., Drewniak J.L. A mixing rule for predicting of frequency dependence of material parameters in magnetic composites // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. P. 1063.
25 Лагарьков А.Н., Кашуркин О.Ю., Маклаков С.А., Осипов А.В., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Старостенко С.Н., Якубов И.Т. Влияние магнитоупругого эффекта на СВЧ магнитные свойства тонких пленок Fe-N, Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. С. 441.
26 Han M., Liang D., Rozanov K.N., Deng L. Microwave permeability and Mössbauer spectra of flaky Fe-Si-Al particles // IEEE Trans. Magn. 2013. V. 49. P. 982.
27 Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Osipov A.V., Maklakov S.A., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., Starostenko S.N. A laminate of ferromagnetic films with high effective permeability at high frequencies // AIP Advances. 2014. V. 4. Art. no. 107143.
28 Rozanov K.N. and Koledintseva M.Y. Application of generalized Snoek's law over a finite frequency range: A case study // J. Appl. Phys. 2016. V. 119. N. 7. Art. no. 073901.
29 Zezyulina P.A., Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., Maklakov S.S., Naboko A.S., Osipov A.V., Petrov D.A., Rozanov K.N., Ryzhikov I.A., An effect of the perpendicular anisotropy and eddy currents on the microwave performance of single-layer and multi-layer permalloy films // IEEE Magn. Lett. 2016.

Результаты работы докладывались и обсуждались на конференциях и симпозиумах: ETOPIM-4: Fourth Int. Conf. on El. Transport and Opt. Properties of Inhomogeneous Media, July 23–30, 1996, Moscow–St.-Petersbourg, Russia; 7-й Междунар. Крымская Микроволн. Конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», 15–18.09.1997 г., Севастополь, Украина; 1998 URSI Int. Symp. on Electromagn. Theory, 25–28.05.1998, Thessaloniki, Greece; PIERS-1998: Progress in Electromagnetics Res. Symp., 13–17.07.1998, Nantes, France; 8-й Междунар. Крымская Микроволн. Конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии», 14–17.09.1998, Севастополь, Украина; 7-й Междунар. конф. по спиновой электронике, пос. Фирсановка М.О.,

13–16.11.1998; ICEAA-99: Int. Conf. on Electromagnetic in Adv. Appl., 13–17.09.1999, Torino, Italy; Всеросс. научно-техн. конф. «Излучение и рассеяние электромагнитных волн» ИРЭМВ-1999, Таганрог, 22–25.09.1999; 8-й Междунар. конф. по спиновой электронике, пос. Фирсановка М.О., 12–14.11.1999; PIERS 2000: Progress in Electromagnetic Res. Symp., 5–14.07.2000, Cambridge, USA; 10-й Междунар. конф. по спиновой электронике, пос. Фирсановка М.О., 16–18.11.2001; INTERMAG 2002: Int. Magnetic Conf., 28.04–2.05.2002, Amsterdam, Holland; UMR-Rolla Consortium Meeting, 10–15.05.2002, Rolla, Missouri, USA; MISM 2002: Moscow Int. Symp. on Magnetism, 20–24.06.2002, Moscow, Russia; 16th Conf. on Electromagnetic Fields and Materials, 11–13.09.2002, Bratislava, Slovakia; ICCE 11: Int. Conf. on Composite Engineering, 8–14.08.2004, Hilton-Head Island, SC, USA; MISM 2005: Moscow Int. Symp. on Magnetism, 25–30.06.2005, Moscow, Russia; ICMAT 2005: 3rd Int. Conf. on Materials for Adv. Technologies, 3–8.07.2005, Singapore; Joint 9th Int. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA-2005) and 11th European Electromagnetic Structures Conf. (EESC-05), 12–16.09.2005, Torino, Italy; ICMAT 2007: 4th Int. Conf. on Materials for Advanced Technologies, 1–6.07.2007, Singapore (приглашенный доклад); MSMW 07: 6-th Int. Kharkov Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter waves, Kharkov, Ukraine, 25−30.06.2007; MISM 2008: Moscow International Symposium on Magnetism, 20–25.06.2008, Moscow, Russia; Int. Symp. «Microwires: Research and Applications», 12−13.03.2009, Madrid, Spain; PIERS 2010: Progress in Electromagnetic Res. Symp., 5–9.07.2010, Cambridge, MA, USA; EMTS 2010: Int. Symp. on Electromagnetic Theory, 16−19.08.2010, Berlin, Germany; URSIGASS 2011: 30th URSI General Assembly and Scientific Symposium, Istambul, Turkey, 13−20.08.2011; MISM 2011: Moscow International Symp. on Magnetism, Moscow, 21−25.08.2011; PIERS 2011: Progress in Electromagnetic Res. Symp, 12−16.09.2011, Suzhou, China; COST Action MP0902 Composites of Inorganic Nanotubes and Polymers, Workshop of all working groups, Prague, Czech Republic, 17−19.04.2012; 2012 IEEE Symp. on Electromagnetic Compatibility, 5−10.08.2012, Pittsburgh, USA; PIERS 2012: Progress in Electromagn. Res. Symp., 19−23.08.2012, Moscow, Russia,

а также на Ежегодных научных конференциях Института теоретической и прикладной электродинамики РАН (ИТПЭ РАН) в 2000−2015 гг., на научных семинарах, проведенных в ИТПЭ РАН, Институте радиоэлектроники РАН (Москва, Россия), National University of Singapore (Сингапур), University of Missouri-Rolla (Ролла, Миссури, США), University of Electronic Sciences and Technologies (Ченду, КНР), University of Tel-Aviv (Тель-Авив, Израиль).

Результаты работы были использованы при выполнении проектов РФФИ №№ 06-08-00788-а, 07-08-92111-ГФЕН-а, 09-08-00158, в которых автор был руководителем, и 99-02-1654-а, 01-02-17962-а, 05-08-01212-а, 08-02-00830-а, 09-08-01161-а, 12-08-00954-а, 13-08-00103-а и 15-08-03535-а, а также проекта РНФ 16-19-10490, в которых автор был исполнителем.

Объем и структура работы. Диссертационная работа изложена на 326 страницах машинописного текста, иллюстрируется 143 рисунками, содержит 754 ссылки на литературные источники. Она состоит из введения, пяти разделов, заключения и списка литературы. В

начале каждого раздела приведен краткий обзор литературных данных по проблеме, дающий обоснование постановки решаемых задач.

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы, её научная и практическая значимость, приводятся основные положения, выносимые на защиту, описаны структура, объем и содержание диссертационной работы.

Раздел 1 посвящен экспериментальным методам измерения СВЧ диэлектрической и магнитной проницаемости, разработанным и использованным при проведении работы. В **подразделе 1.1** приведен обзор современных методов измерения параметров материалов на СВЧ. Отмечено, что наиболее распространены метод НРУ в коаксиальной линии или в свободном пространстве, а также метод измерения магнитных свойств тонких ФМ плёнок, использующий закороченную полосковую ячейку. Эти методы позволяют решать большинство задач, связанных с исследованием СВЧ свойств материалов. Однако для проведения экспериментальных исследований в рамках настоящей работы потребовалась доработка и развитие стандартных методов.

В **подразделе 1.2** рассмотрен метод измерения магнитной проницаемости тонких ФМ плёнок в коаксиальной линии. Метод использует плёнки, которые нанесены на гибкую диэлектрическую подложку и скручены в рулонный образец. Метод обладает высокой чувствительностью измерения магнитной проницаемости, что обусловлено как сравнительно большим количеством плёнки, используемым при изготовлении образца, так и возможностью применения стандартных калибровочных процедур для устранения влияния неоднородностей линии на результат измерения. Значения магнитной проницаемости связаны с измеряемым коэффициентом отражения простыми аналитическими соотношениями, так как образец полностью заполняет сечение линии.

Показано, что использование для определения магнитной проницаемости короткозамкнутой отражающей ячейки позволяет увеличить чувствительность по сравнению с методом НРУ. Проанализированы погрешности метода и предложены уточнённые формулы, связывающие измеренные эффективные проницаемости образца и собственные материальные параметры пленки, с учетом влияния скин-эффекта на эффективные параметры образца. Применение предложенных формул приводит к корректным результатам на частотах, где существенно скинирование; это подтверждено анализом измеренных данных.

В **подразделе 1.3** описан метод измерения магнитной проницаемости в полосковой ячейке. Преимуществом полосковых методов является высокая чувствительность измерения магнитной проницаемости, недостатком – отсутствие методов калибровки, предназначенных для устранения погрешностей, которые связаны с неоднородностями измерительного тракта. Предложена процедура для калибровки неоднородностей однопортовой полосковой измерительной ячейки при помощи калибровочных образцов, что позволило расширить частотный диапазон измерений в область высоких частот. Хотя частоты ФМР большинства ФМ плёнок в размагниченном состоянии не превышают нескольких ГГц, задача расширения частотного диапазона измерения их магнитной проницаемости актуальна. В частности, расширение диа-

пазона необходимо для проведения измерений в постоянном магнитном поле, где наблюдается сильный сдвиг линий магнитного поглощения в область высоких частот; такие измерения могут дать ценные данные о неоднородности образца, влиянии скин-эффекта и др.

Разработанный метод основан на использовании измерительной ячейки, показанной на рис. 2, для которой осуществлена полная калибровочная процедура с применением двух калибровочных образцов; электродинамические свойства калибровочных образцов предполагаются известными. Один из этих образцов может быть магнитным КМ, свойства которого измерены другим методом, например, коаксиальным. В качестве второго образца можно выбрать полоску немагнитного металла, свойства которой полностью определяются скин-эффектом. Рабочий диапазон частот измерений ограничен сверху длиной металлического калибровочного образца из-за размерного (полуволнового) резонанса на нём. Плотный прижим проводящего образца к основанию ячейки позволяет подавить этот резонанс, но более высокие моды трудно подавить надёжно, поэтому наивысшая частота измерений не превышает 8 ГГц. Минимальная рабочая частота определяется точностью измерения ослабления и фазовых сдвигов. Пара оптимизированных калибровочных образцов достаточна для измерений в диапазоне частот порядка четырёх октав. Рассмотрено влияние диэлектрической проницаемости образца, которое можно учесть приближенно даже без знания её точного значения в случае, когда толщина образца меньше рабочего зазора полосковой линии.

В **подразделе 1.4** описан скалярный квазиоптический метод измерения СВЧ диэлектрической проницаемости листовых материалов, примененный при исследовании композитных материалов с проводящими волокнами. Метод использует изменение модуля коэффициента отражения от образца с диэлектрическими потерями, расположенного на заданном расстоянии от металлического экрана, в зависимости от этого расстояния.

В **подразделе 1.5** предложен метод измерения диэлектрической проницаемости листовых материалов в мегагерцовом диапазоне частот. Листовой образец помещается в сквозной разрез, прорезанный в корпусе коаксиального резонатора перпендикулярно его оси. Получена аналитическая формула для получения комплексной диэлектрической проницаемости образца в зависимости от измеренного относительного сдвига комплексной резонансной частоты. Обработка экспериментальных данных в резонаторе внешним диаметром коаксиала 20 см и толщиной разреза до 1,5 см с использованием полученных формул позволило снизить систематическую погрешность измерения, связанную с наличием разреза, до величины не выше 2%.

Раздел 2 посвящен теоретическому и экспериментальному исследованию частотных зависимостей магнитной проницаемости ФМ материалов. Так как получение высоких значений магнитной проницаемости в СВЧ диапазоне, что является актуальной проблемой, возможно при использовании тонких ФМ пленок, то именно их магнитным свойствам уделено в разделе основное внимание.

Подраздел 2.1 описывает современную теорию ФМР и известные из литературы данные об особенностях частотных зависимостей магнитной проницаемости материалов. Проводимое рассмотрение основано на анализе ограничений частотной зависимости магнитной про-

ницаемости, вытекающих из обобщенного закона Снука, справедливого, в частности, для тонких ФМ плёнок и КМ с пластинчатыми магнитными включениями, и его обобщения на случай сложной формы частотной зависимости магнитной проницаемости – интегрального закона Аше. Применение этих законов позволяет делать выводы о магнитной структуре материалов и получать оценки предельных свойств устройств, содержащих магнитные материалы.

Для получения высоких значений магнитной проницаемости на высоких частотах по сравнению с материалами, подчиняющимися стандартному закону Снука, необходимо, чтобы в кристаллитах или включениях, составляющих материал, размагничивающие поля вдоль двух их трех главных осей частицы были малы. Тогда статический магнитный момент ориентируется вдоль одной из этих осей, а вдоль другой могут быть получено высокое значение СВЧ магнитной проницаемости. Этому условию удовлетворяют тонкие ФМ плёнки, КМ с пластинчатыми ФМ включениями, гексагональные ферриты и аморфные нанокристаллические ФМ микропровода. Свойства тонких ФМ пленок рассмотрены в разделе 2, остальные упомянутые материалы исследованы в следующих разделах работы.

В **подразделе 2.2** теоретически исследована применимость соотношения обобщённого закона Снука для магнитно-неоднородных материалов, а именно, для ФМ пленки с полосовой доменной структурой и произвольным направлением ОЛН. Показано, что и выход намагниченности из плоскости пленки, и наличие в пленке узких доменов ужесточают ограничение на динамическую магнитную проницаемость; таким образом, оно справедливо не только для однородно намагниченных пленок, но и для пленок с полосовой доменной структурой. Сделан вывод, что рассматриваемые ограничения на динамическую магнитную проницаемость материалов выполняются для произвольной доменной структуры.

В **подразделе 2.3** исследована применимость интегрального закона Аше при использовании данных, полученных в ограниченном частотном диапазоне, в том числе для случаев сильного скин-эффекта и существенной неоднородности материала. Ключевым фактором применения закона Аше к реальным материалам является возможность определения константы Аше материала из измеренных данных, полученных в ограниченном частотном диапазоне. Показано, что для дисперсионного закона, следующего из уравнения движения магнитного момента в форме Ландау–Лифшица–Гилберта, основной проблемой применения интегрального ограничения Аше является медленная сходимость интеграла, связанная с относительно высоким затуханием ФМР в реальных материалах. Аналогичные выводы сделаны и в отношении влияния скин-эффекта на возможность определения константы Аше из измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости. Предложен метод определения константы Аше из экспериментальных данных о частотной зависимости магнитной проницаемости, основанный на аппроксимации измеренной частотной зависимости лоренцевым законом частотной дисперсии; значения константы определяют из параметров аппроксимирующей кривой. Показано, что этот метод позволяет получать более точные данные в более широком диапазоне параметров задачи по сравнению с общепринятым методом численного интегрирования измеренных магнитных потерь.

В **подразделе 2.4** приведены результаты экспериментального исследования СВЧ частотной дисперсии магнитной проницаемости плёнок железа с примесью азота, нанесённых методом магнетронного напыления на лавсановую подложку, в том числе многослойных, нанесенных через немагнитные прослойки SiO_2, и структурированных. Применение магнетронного напыления обеспечило высокую скорость нанесения плёнок. Использование гибких лавсановых подложек малой толщины, 10 мкм, позволило получать на основе изготовленных плёнок композитные материалы с максимально возможным содержанием ФМ фазы. Описаны технология изготовления исследуемых плёнок, данные, полученные при физико-механических исследованиях и результаты исследования СВЧ магнитной проницаемости.

В частности, обсуждено влияние на СВЧ магнитные свойства рассматриваемых материалов скин-эффекта, магнитострикции и других физических эффектов. Так как плёнки Fe–N обладают высокой константой магнитострикции, то возникающее при сгибании тонкой гибкой плёнки эффективное поле магнитоупругой анизотропии может оказаться сравнимым с полем кристаллической анизотропии и способно заметно влиять на СВЧ магнитные свойства плёнки. Поэтому результаты измерений СВЧ магнитной проницаемости пленок существенно зависят от способа изготовления образца для измерений. Наиболее сильно различающиеся результаты получены при использовании коаксиального метода измерений для образцов, свернутых железом вовнутрь и железом наружу, так как при изготовлении таких образцов возникают механические напряжения растяжения или сжатия. Полученные данные позволили получить оценки эффективных магнитных полей, дающих вклад в СВЧ магнитные свойства ФМ плёнок. Из проведенного анализа следует, что для получения более точных оценок необходимо учитывать неоднородность магнитной структуры исследуемых образцов.

В **подразделе 2.5** проведено экспериментальное исследование СВЧ магнитных свойств однослойных и многослойных пленок пермаллоя. Для них также оценен вклад магнитоупругого эффекта в поле магнитной анизотропии, определяющее положение пика СВЧ магнитных потерь. Проанализированы физические причины, приводящие к снижению СВЧ магнитной проницаемости плёнок с ростом их толщины. Показано, что основным из этих механизмов является перпендикулярная анизотропия, а не скинирование, как часто считают. Перпендикулярная анизотропия приводит к выходу магнитных моментов из плоскости плёнки и формированию полосовой доменной структуры. Это ухудшает СВЧ свойства материала, увеличивая коэрцитивную силу и снижая магнитную проницаемость. Создание многослойных структур с чередующимися ФМ и диэлектрическими слоями позволяет предотвратить возникновение перпендикулярной анизотропии и создавать массивные структуры с высокими СВЧ характеристиками.

В **разделе 3** приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований эффективных СВЧ свойств КМ. Рассмотрены возможности использования измеренных частотных зависимостей эффективной проницаемости КМ для нахождения собственной магнитной проницаемости включений. Решение этой задачи позволило бы использовать полученные таким образом СВЧ значения собственной магнитной проницаемости для оптимизации свойств КМ, включая оптимизацию формы магнитных частиц. Предложено использование тонких ФМ пле-

нок в качестве основы для массивных КМ с высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости. Описаны экспериментальные исследования, направленные на создание таких материалов.

В **подразделе 3.1** приведен литературный обзор по известным экспериментальным данным по СВЧ свойствам КМ, методам теоретического описания их эффективных свойств и сравнению теории с экспериментом. В основном работы в этой области посвящены описанию концентрационных зависимостей диэлектрической проницаемости смеси металл-диэлектрик и используют формулы смешения, простая математическая форма которых облегчает их применение для анализа экспериментальных данных.

Магнитные композиты часто характеризуются частотной дисперсией магнитных свойств в СВЧ диапазоне. Теория, предсказывающая материальные параметры композитного материала, должна удовлетворять следующим требованиям. Она должна давать одновременное описание и диэлектрических, и магнитных свойств, что необходимо для правильного предсказания электродинамического отклика материала в широком диапазоне частот и концентраций. Теория должна содержать эмпирические подгоночные параметры, которые делали бы её применимой для широкого ряда структур композитных материалов, а также должна обеспечивать метод поиска этих параметров. Теория должна согласовываться с известными предельными случаями: теорией ЛЛЛ, что необходимо для выполнения закона Аше, и приближением малых возмущений. И, наконец, она не должна основываться на известных значениях собственной магнитной проницаемости включений, которая, как правило, не известна для реальных наполнителей КМ; оптимально, чтобы теория предлагала также и метод поиска собственной проницаемости включений. До настоящего времени продолжает появляться большое количество литературы на эту тему, что свидетельствует об отсутствии удовлетворительного решения задачи.

Также представлен обзор литературы по свойствам массивных материалов на основе тонких ФМ плёнок. Отмечено, что, несмотря на то, что такие материалы предложены достаточно давно, экспериментальных исследований их СВЧ свойств практически нет.

Подраздел 3.2 посвящен экспериментальному исследованию свойств КМ с включениями, полученными механическим размолом железа с различными добавками в различных размольных средах (аргоне, ацетоне, гептане и др.). Показано, что выбор размольной среды позволяет в широких пределах изменять форму размолотых частиц, получая как камневидные, так и пластинчатые частицы различного размера. Также показано, что значения СВЧ материальных параметров КМ в значительной степени определяются формой входящих в них включений. В частности, КМ, содержащие пластинчатые частицы, имеют существенно более высокие значения диэлектрической и магнитной проницаемостей по сравнению со случаем камневидных частиц. Изменение в небольших пределах химического состава проводящих ФМ частиц влияет на частотные зависимости магнитной проницаемости КМ значительно слабее. Сделанные выводы носят качественный характер; для получения количественных выводов о собственной магнитной проницаемости включений и о виде формулы смешения, которой подчиняются свойства КМ, необходимо привлечение данных о концентрационной зависимости эффективной магнитной проницаемости.

В **подразделе 3.3** влияние формы включений на значения эффективных материальных параметров КМ обосновано теоретически. Установлены общие принципы проведения сопоставления формул смешения с экспериментом и рассмотрено, в каких случаях форма частотной зависимости эффективной магнитной проницаемости в композите имеет нетривиальный характер, не повторяя частотную зависимость проницаемости включений и изменяясь при изменении концентрации включений.

В частности, показано, что КМ с пластинчатыми частицами в СВЧ диапазоне подчиняются формуле смешения Винера, и взаимодействие между ними пренебрежимо мало. Доказано, что нелинейная концентрационная зависимость статической проницаемости всегда сопровождается НЧ сдвигом пика потерь с ростом концентрации. Показано также, что в КМ с ФМ включениями СВЧ диэлектрическая проницаемость всегда выше магнитной.

КМ с порошками гексагональных ферритов исследованы в **подразделе 3.4** как пример материалов, в которых выполняется формула смешения Максвелл Гарнета. Магнитное взаимодействие между частицами невелико, хотя заметно. В то же время наблюдаются отклонения от теории: значения константы Аше, определенные по экспериментальным данным, не пропорциональны концентрации магнитных включений. Этот эффект может быть приписан влиянию размагничивающих полей на включениях; он должен быть сильнее выражен для КМ, содержащих наноразмерные включения (т. е., близкие к однодоменным).

В **подразделе 3.5** рассмотрены КМ, содержащие проводящие включения нерегулярной формы («камневидные»), для которых частотные зависимости магнитной проницаемости ведут себя нетривиально в указанном выше смысле. Экспериментально исследованы концентрационные зависимости материальных параметров КМ с порошками Fe, полученными механическим размолом в атмосфере аргона. Показано, что эффективные материальные параметры композитов существенно зависят от наличия разброса форм-факторов включений, которое должно быть учтено в формулах смешения в случае если эффективный форм-фактор отличается от 1/3.

На основе полученных данных предложена формула смешения, использующая форму спектральной функции, типичную для теории эффективной среды, и два эмпирических параметра: эффективный форм-фактор включений и порог протекания. Значения эмпирических параметров можно найти из концентрационных зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости, используя уравнение Оделевского. Требование согласия теории с формулой смешения ЛЛЛ при близких значениях проницаемости включений и матрицы обеспечивает единственность решения задачи. Формулы смешения ТЭС и МГ являются частыми случаями предложенной теории. Предложенная формула дает широкие возможности для описания измеренных эффективным восприимчивостей КМ. В большинстве случаев при этом получается конечной ширина пика спектральной функции даже при малых концентрациях включений, что соответствует распределению частиц включений в КМ по форме. Сравнение теории с измеренными данными показало хорошее согласие между ними.

В **подразделе 3.6** предложено использование слоистых структур из тонких ФМ плёнок, в том числе структурированных, в качестве объёмных материалов с высокими значениями СВЧ

магнитной проницаемости. Описан разработанный объёмный магнитный материал для применения в качестве сердечника полосковой антенны. Исследованы свойства тонких ФМ плёнок на основе пермаллоя. Предложен новый магнитный материал для ВЧ применений, обладающий предельно высокими значениями магнитной проницаемости. Материал представляет собой ламинат из многослойных пленок пермаллоя, нанесенных на тонкую лавсановую пленку методом магнетронного распыления, и позволил получить уникально высокие значения ВЧ магнитной проницаемости. По сравнению с собственной магнитной проницаемостью исходной пленки, разработанный материал имеет меньший тангенс потерь на частотах ниже пика магнитных потерь, поэтому он может быть полезен для ряда технических приложений. Снижение НЧ потерь может быть связано с механическим выравниванием поверхности пленок при склеивании под прессом, из-за чего магнитная структура слоев становится более однородной.

Полученные результаты позволили сделать вывод, что слоистые структуры на основе многослойных ФМ пленок являются конкурентно-способными материалами для СВЧ применений, требующих высоких значений магнитной проницаемости по сравнению с повсеместно применяемыми в настоящее время КМ с пластинчатыми ФМ частицами.

В **разделе 4** описано экспериментальное исследование КМ с волокнистыми включениями, проведенное с целью оценки их возможности их использования для создания широкополосных радиопоглощающих покрытий. Были исследованы композиты на основе: (1) проводящих волокон, обладающих резонансной дисперсией СВЧ диэлектрической проницаемости; (2) УНТ, рассматриваемых в качестве перспективной альтернативы широко используемым саженаполненным полимерам; (3) остеклованного аморфного ФМ микропровода, проявляющего высокие значения СВЧ магнитной проницаемости.

Подраздел 4.1 содержит литературный обзор по динамическим диэлектрическим свойствам КМ с отрезками проводящих волокон. В таких материалах наблюдаются высокие значения статической диэлектрической проницаемости при малой концентрации включений, а также сильная частотная дисперсия СВЧ диэлектрической проницаемости. Основной проблемой, обсуждаемой в литературе в отношении КМ с волокнами, является поиск формулы смешения, которая позволила бы правильно предсказывать их порог протекания. Анализ литературных данных по СВЧ свойствам КМ с магнитными волокнами показал, что для получения высоких ВЧ значений магнитной проницаемости следует в качестве включений использовать остеклованные аморфные ФМ микропровода, характеризующиеся циркулярной магнитной анизотропией.

В **подразделе 4.2** приведены результаты экспериментального исследования листовых КМ, наполненных отрезками проводящих (углеродных и алюминизированных) волокон. Показано, что эти материалы могут проявлять различные типы частотной дисперсии диэлектрической проницаемости – от чисто дебаевской до лоренцевой – в зависимости от проводимости и длины волокон. Лоренцева частотная зависимость реализуется для высокопроводящих волокон; при этом частота лоренцева резонанса определяется полуволновым резонансом рассеяния на волокнах, а добротность – сопротивлением излучения резонансного волокна. В широком диапазо-

не концентраций включений, почти до порога протекания, свойства исследованных композитов описываются приближением малых возмущений.

Впервые была экспериментально зафиксирована отрицательность действительной части эффективной диэлектрической проницаемости в таких КМ на частотах выше резонанса. Поэтому исследованные материалы можно отнести к метаматериалам. Как и в метаматериалах, диэлектрическая проницаемость листового КМ с проводящими волокнами может зависеть от толщины листа. Это было экспериментально показано на примере зависимости частоты резонанса эффективной диэлектрической проницаемости от толщины образца.

Исследование КМ, содержащих длинные проводящие волокна вместе с другими типами наполнителей (порошками или короткими волокнами), позволили проанализировать особенности описания свойств неоднородных материалов в терминах эффективной среды. Экспериментально показано, что положение частоты резонанса полуволнового диполя в неоднородном окружении и, следовательно, его емкость, полностью определяются толщиной материала и его диэлектрической анизотропией. Влияния масштаба неоднородности или локальной анизотропии эффективной среды, используемых в известных теориях для получения линейной зависимости порога протекания от размеров волокна, не обнаружено.

Подраздел 4.3 описывает экспериментальное исследование СВЧ диэлектрической проницаемости КМ, содержащих другой тип волокнистых включений – одностенных и многостенных углеродных нанотрубок. Исследуемые материалы демонстрируют высокие значения действительной части диэлектрической проницаемости, умеренный тангенс диэлектрических потерь и заметную частотную дисперсию проницаемости, что открывает перспективы для их использования на СВЧ. Измеренные частотные зависимости проницаемости описываются перколяционным законом частотной дисперсии, но наблюдается и ряд отклонений от предсказаний перколяционной теории. Например, критические индексы отличаются от стандартных универсальных значений, что может быть вызвано влиянием неидеальных электрических контактов между включениями, составляющими кластеры; в перколяционной теории и формулах смешения этим влиянием обычно пренебрегают.

Подраздел 4.4 содержит экспериментальные данные по СВЧ свойствам КМ с остеклованным аморфным ферромагнитным микропроводом. Для КМ с микропроводом с практически нулевой магнитострикцией измерения были проведены, в том числе, в присутствии внешнего постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно к оси микропровода. Пик магнитных потерь КМ наблюдается на частотах порядка сотен мегагерц, а форма пика определяется движением доменных границ в керне микропровода, а также скин-эффектом. Диэлектрическая проницаемость композита в СВЧ диапазоне частот зависит от внешнего постоянного магнитного поля, что связано с магнитоимпедансным эффектом в микропроводах. Был также исследован КМ с микропроводом на основе кобальта, проявляющий ФМР на частотах около 2 ГГц. Выше резонансной частоты возникают отрицательные значения магнитной проницаемости, что может быть использовано для создания метаматериалов СВЧ диапазона.

Таким образом, при ориентации отрезков провода вдоль СВЧ магнитного поля магнитная проницаемость вдоль оси провода может быть высока, но полоса поглощения находится в области частот не выше 2 ГГц. Поэтому КМ с наполнением микропроводами не представляют интереса в качестве материалов с высокой СВЧ магнитной проницаемостью.

Раздел 5 посвящен аналитическому и численному исследованию широкополосности РПП. В **подразделе 5.1** приведен обзор литературы по проблеме создания РПП, эффективных при нормальном падении ЭМВ. Показано, что задача получения РПП с низким значением КО на заданной частоте решена. Обычно применяют КМ, в которых оптимальное согласование на рабочей частоте достигается изменением толщины слоя и концентрации наполнителя.

Нерешенной проблемой остается получение наибольшей ширины полученного минимума частотной зависимости КО, что важно для создания тонких широкополосных РПП. Известно, что РПП имеют большую широкополосность, если они включают в себя материалы с высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости; состоят из нескольких слоев с различными значениями материальных параметров; используют материалы с частотной дисперсией материальных параметров. Аналитические соотношения, описывающие эти соотношения, доступны только для некоторых простейших модельных случаев.

В **подразделе 5.2** рассмотрены аналитические свойства КО от произвольной многослойной структуры, расположенной на идеально отражающей поверхности. Получено неравенство, связывающее интеграл модуля логарифма коэффициента отражения РПП с толщиной и усредненной статической магнитной проницаемостью материала РПП. Полученное неравенство аналогично правилу сумм для соотношений КК для КО, с той разницей, что интеграл берется по длине волны, а не по частоте. Это позволило использовать для вычисления значения интеграла квазистатическую асимптотику подынтегрального выражения, что, в свою очередь, дает простое аналитическое выражение.

Полученное неравенство позволило получить простую аналитическую оценку для предельного значения отношения ширины рабочего диапазона длин волн к толщине РПП. Показано, например, что в широкополосных диэлектрических РПП с уровнем КО минус 10 дБ, в том числе многослойных, отношение толщины к максимальной рабочей длине волны не может превышать 1/17,2. Полученные результаты обобщены также на случай наклонного падения ЭМВ. Полученный результат справедлив для однослойных и многослойных РПП, включающих в себя материалы с любым физически реализуемым законом частотной дисперсии материальных параметров, в том числе, киральные материалы и искусственные магнетики. Доказательство неравенства не использует описание материала поглотителя в терминах эффективных материальных параметров в пределах рабочего диапазона, поэтому ограничение справедливо и для материалов, размер неоднородности которых сравним с длиной волны в пределах рабочего диапазона.

В **подразделе 5.3** задача о широкополосности РПП рассмотрена при помощи метода эквивалентных схем. Получена предельная широкополосность, которая может быть достигнута при использовании только четвертьволнового минимума КО. Предложен метод оптимизации, основанный на представлении частотной зависимости КО в виде дробно-рациональной функции

и не зависящий от деталей структуры РПП. Показано, что рабочий диапазон частот может быть значительно расширен, если РПП совмещает в себе несколько полюсов коэффициента отражения, связанных с интерференцией в многослойной структуре и/или с резонансами частотной зависимости материальных параметров. Для случаев одного и двух полюсов получено аналитическое выражение для частотной зависимости КО, позволяющей достичь максимальной широкополосности поглощения при минимальной толщине РПП.

Далее с использованием полученных интегральных соотношений и экспериментально установленных закономерностей для СВЧ свойств исследованных магнитных материалов, рассмотренных в разделах 2–4, уточнены оценки предельной широкополосности для различных классов РПП. Исследование проведено численными методами. Целью проведенного исследования было выявление вклада частотной дисперсии материальных параметров и многослойности материала в широкополосность РПП. В частности, исследовано, насколько можно приблизиться к предельной широкополосности при помощи достаточно простых схем РПП.

В **подразделе 5.4** описаны результаты численного исследования диэлектрических РПП. Отмечено, что большинство работ по оптимизации РПП либо вообще не учитывают физической реализуемости частотно-зависимых свойств материалов, либо используют свойства конкретных материалов. В данной работе применен промежуточный подход: реализуемость используемых частотных зависимостей учитывается, но в максимально общем виде.

На основании предыдущих разделов работы сделан вывод, что достаточно общее описание частотных зависимостей материальных параметров может быть проведено на основе лоренцева дисперсионного закона, который и использован в данной работе для параметризации частотной дисперсии диэлектрической и магнитной проницаемости. Это позволило найти разумный компромисс между простотой, общностью и точностью описания и учесть физические или эмпирические ограничения на параметры дисперсионных зависимостей, чтобы придать результатам физический смысл, необходимый для связи с экспериментом. При аппроксимации были учтены соотношения между параметрами дисперсионных зависимостей диэлектрической и магнитной проницаемости, рассмотренные выше.

Показано, что для тонких поглотителей при оптимальном выборе параметров отношение ширины рабочего диапазона длин волн к толщине материала не зависит от ширины и положения рабочего диапазона частот, а определяется только числом слоев и типом дисперсии материальных параметров, подчиняясь простому эмпирическому закону. Предельно низкие уровни КО не могут быть достигнуты на простых схемах РПП; для их достижения должны быть применены более сложные конструкции. Многослойные РПП имеют несколько разных схем с близкими характеристиками, и выбор лучшей из них может определяться технологическими соображениями. Полученные результаты могут быть использованы в предварительном анализе некоторых проблем конструирования РПП, в частности, при выборе начальных точек для программ оптимизации и при интерпретации полученных результатов.

Подраздел 5.5 посвящен результатам численной оптимизации свойств РПП с резонансной частотной дисперсией магнитной проницаемости. Показано, что среди схем магнитных

РПП, магнитный экран Доленбаха обладает наилучшими диапазонными свойствами. В то же время, магнитный экран Солсбери имеет ряд преимуществ, основным из которых является независимость ширины рабочего диапазона от значения диэлектрической проницаемости материала слоя. Вообще говоря, РПП, созданные по принципу магнитного экрана, не уступают интерференционным покрытиям в эффективности, но более устойчивы к вариации параметров; поэтому они наиболее перспективны для практических применений.

Для магнитных РПП рассмотрены также ограничения на широкополосность, связанные с законами Снука и Аше. Это позволило обосновать известный факт, что с ростом рабочей частоты эффективность магнитных РПП резко снижается, и на длинах волн порядка 1 см и меньше их преимущество в широкополосности над диэлектрическими РПП исчезает.

В **подразделе 5.6** исследована возможность создания тонких широкополосных РПП на основе активных сред. Для таких сред соотношения КК не выполняются, и поэтому ограничение на широкополосность поглощения, выведенное выше, для них неприменимо. Приведен обзор литературных данных, посвященных анализу свойств сред, для которых могут не выполняться соотношения Крамерса–Кронига, в приложении к возможностям их применения для создания РПП. Показано, что вопросы использования управляемых и активных структур в конструкции РПП привлекают большое внимание в последнее время. Большинство опубликованных работ использует концепцию управляемых структур, для функционирования которых необходим датчик внешней ЭМВ, сигнал с которого может быть использован для перестройки параметров управляемого слоя. Показано, что использование таких схем вызывает ряд проблем.

Поэтому рассмотрена возможность использования для РПП активных слоев. Подраздел содержит пример численной оптимизации РПП на основе активной среды, параметры которой были заданы через эквивалентную *RC*-схему с отрицательным сопротивлением; это соответствует решетке диполей, нагруженных усилительными диодами. Показано, что на основе активных материалов возможно создание высокоэффективных РПП, значительно превосходящих по эффективности и широкополосности поглотители, которые можно реализовать на обычных материалах той же толщины. Показано, что самогенерация в материале может отсутствовать.

Разработка активных РПП являются альтернативой применению материалов с высокими значениями магнитной проницаемости и, в перспективе, позволит преодолеть ограничения, свойственные пассивным РПП. По этой причине, несмотря на сравнительно высокую стоимость и техническую сложность изготовления, активные поглотители в перспективе могут составить серьёзную конкуренцию традиционным пассивным поглотителям, позволив выйти на качественно новый уровень решения проблемы радиолокационной заметности.

В заключении перечислены основные результаты, выносимые на защиту.

Нумерация ссылок в работе сплошная, нумерация формул и рисунков – двойная, отдельная для каждого раздела. Формулы записаны в гауссовой системе единиц. Во всей работе временной множитель для монохроматической электромагнитной волны записывается в виде $\exp(\mathrm{i}\omega t)$.

1 Методы измерения СВЧ материальных параметров

В разделе описаны экспериментальные методы измерения СВЧ материальных параметров материалов, разработанные и использованные при проведении работы.

1.1 Литературный обзор

Известно множество методов измерения СВЧ материальных параметров материалов, диэлектрической проницаемости ε и магнитной проницаемости μ. Выбор метода определяется формой, в которой доступен образец, ожидаемыми значениями ε и μ и диапазоном частот, в котором проводят измерения. Например, для образцов, имеющихся лишь в малом количестве или характеризующихся низкими потерями, применяют резонаторные методы. Для образцов, которые не могут быть обработаны для придания им нужной формы, употребительны методы измерения, использующие неоднородные линии, например, открытый конец волновода. Для измерения магнитной проницаемости проводящих плёнок удобны методы с применением закороченной полосковой линии, и т.д. В приведённом ниже обзоре отражены только методы измерения СВЧ материальных параметров, родственные использованным в настоящей работе. Дополнительная информация может быть найдена в [99, 119, 120, 121, 243, 250, 481, 493].

Расчёт коэффициента отражения от многослойной структуры. Большинство методов измерения материальных параметров основаны на измерениях в линиях передачи и используют расчёт коэффициента отражения (КО) и коэффициента пропускания (КП) от исследуемых структур, в общем случае многослойных. Расчёт КО от многослойной структуры обычно основан не её входном импедансе, который определяется рекуррентной формулой (см., напр., [14]):

$$Z_{\text{вх}}^{j+1} = Z^{j+1}\frac{Z_{\text{вх}}^{j} + Z^{j+1}\text{th}\left(\text{i}k_{j+1}d_{j+1}\right)}{Z^{j+1} + Z_{\text{вх}}^{j}\text{th}\left(\text{i}k_{j+1}d_{j+1}\right)}, \tag{1.1}$$

где индексы j и j+1 указывают на два соседних слоя структуры (номер слоя возрастает от внутренних слоев к внешним); $Z^{j} = \sqrt{\mu_j/\varepsilon_j}$ – характеристический импеданс материала j-го слоя; $k_j = 2\pi\sqrt{\varepsilon_j\mu_j}/\lambda$ – волновое число распространяющейся в j-м слое ЭМВ; d_j, $\varepsilon_j = \varepsilon_j' - \text{i}\varepsilon_j''$ и $\mu_j = \mu_j' - \text{i}\mu_j''$ – толщина и комплексные материальные параметры – диэлектрическая и магнитная проницаемости материала j-го слоя, соответственно. Формула (1.1) соответствует случаю нормального падения ЭМВ на структуру. Входной импеданс однородного полупространства (или любого однородного слоя с КП, равным нулю, например, металла) равен его характеристическому импедансу. Комплексный КО R (отношение амплитуд электрического поля отражённой и падающей волн) от границы с входным импедансом $Z_{\text{вх}}$, нормализованным на характеристический импеданс среды, из которой на границу падает волна, имеет вид

$$R = \frac{Z_{\text{вх}} - 1}{Z_{\text{вх}} + 1}. \tag{1.2}$$

При вычислении Z и k выбор знака перед квадратным корнем обеспечивает неотрицательность действительной части Z и неположительность мнимой части k, иначе модуль рассчитанного КО может превышать единицу. Фаза КО отсчитывается от плоскости, соответствующей передней границе слоя.

Для однослойного материала толщины d, помещённого на металлическую подложку, комплексный КО имеет вид

$$R = \frac{\sqrt{\mu/\varepsilon}\ \mathrm{th}\left(2\pi \mathrm{i}\sqrt{\varepsilon\mu}\, d/\lambda\right) - 1}{\sqrt{\mu/\varepsilon}\ \mathrm{th}\left(2\pi \mathrm{i}\sqrt{\varepsilon\mu}\, d/\lambda\right) + 1}. \qquad (1.3)$$

Альтернативным методом расчёта КО является метод матрицы передачи [14]. Он позволяет одновременно вычислять и КП через структуру, но требует большего количества вычислений. Пример применения метода матрицы передачи приведен в подразделе 1.4.

Методы измерения в линиях передачи. Основой большинства используемых методов измерения СВЧ материальных параметров служит анализ распространения монохроматической ЭМВ по линии передачи, в которую помещён образец. Образец полностью заполняет сечение линии и имеет границы, перпендикулярные её оси. Такая постановка задачи позволяет включить в рассмотрение и квазиоптические методы, считая свободное пространство линией передачи, поддерживающей *TEM* волну.

Диэлектрическую и магнитную проницаемость образца можно найти, измерив два комплексных значения его *S*-параметров, либо КО и КП, либо их комбинаций, реализующихся при включении образца в какую-либо переотражающую структуру, например, КО образца с двумя различными нагрузками. Можно провести измерение двух образцов, которые идентичны во всем, кроме толщины. Применение квазиоптических методов дополняет эти возможности изменением угла падения ЭМВ или измерением при двух поляризациях при наклонном падении (если материал изотропен или имеются надежные данные об анизотропии его параметров).

Теоретически могут быть использованы любые два измерения, что даёт множество возможностей. Рассмотрим методы, основанные на измерении КО. При их анализе удобно пересчитывать измеренное значение КО R во входной импеданс образца $Z_{\text{вх}}$ по (1.2). При использовании двух различных нагрузок, имеющих произвольные значения входного импеданса Z_p и Z_q, измеренные значения входного импеданса образца с этими нагрузками, $Z_{\text{вх},p}$ и $Z_{\text{вх},q}$, равны

$$Z_{\text{вх},p} = Z\frac{Z_p + Z\,\mathrm{th}(\mathrm{i}\eta)}{Z + Z_p\mathrm{th}(\mathrm{i}\eta)}, \quad Z_{\text{вх},q} = Z\frac{Z_q + Z\,\mathrm{th}(\mathrm{i}\eta)}{Z + Z_q\mathrm{th}(\mathrm{i}\eta)}, \qquad (1.4)$$

где $\eta = 2\pi\sqrt{\varepsilon\mu}\, d/\lambda$ – безразмерная комплексная оптическая толщина образца, учитывающая затухание ЭМВ. Выразив $\mathrm{th}(\mathrm{i}\eta)$ из первого уравнения (1.4) и подставив результат во второе уравнение, получим

$$Z = \sqrt{\frac{Z_pZ_q(Z_{\text{вх},p} - Z_{\text{вх},q}) - Z_{\text{вх},p}Z_{\text{вх},q}(Z_p - Z_q)}{(Z_{\text{вх},p} - Z_{\text{вх},q}) - (Z_p - Z_q)}}, \quad \mathrm{th}(\mathrm{i}\eta) = Z\sqrt{\frac{(Z_{\text{вх},p} - Z_{\text{вх},q}) - (Z_p - Z_q)}{Z_pZ_{\text{вх},p} - Z_qZ_{\text{вх},q}}}, \qquad (1.5)$$

откуда легко найти ε и μ образца.

Различные нагрузки могут быть получены в волноводных или коаксиальных линиях с использованием короткозамыкателей, поршней, согласованных нагрузок и пр. Исторически первым методом для одновременного измерения ε и μ был метод стоячей волны, предложенный в 1946 г. [563]. Он использует два измерения КО: в одном образец помещён на металлическую подложку (Z_p=0; это условие называют коротким замыканием), а во втором подложка отдалена от образца на расстояние $\lambda/4$ (Z_q=∞, условие холостого хода). Обозначив измеренные значения входного импеданса для этих случаев как $Z_{\text{вх},0}$ и $Z_{\text{вх},\infty}$, соответственно, можно записать (1.5) как:

$$Z = \sqrt{Z_{\text{вх},0} Z_{\text{вх},\infty}}\,, \qquad \text{th}(\text{i}\eta) = \sqrt{Z_{\text{вх},0} / Z_{\text{вх},\infty}}\,. \tag{1.6}$$

Основным достоинством метода стоячей волны является простота уравнений (1.6). С другой стороны, измерения этим методом трудоёмки, так как положение нагрузки, обеспечивающее режим холостого хода, зависит от частоты.

Другой популярной измерительной геометрий является применение в качестве нагрузок короткозамыкателя и согласованной нагрузки. При этом Z_p=0 и Z_q=1; измеренные значения входного импеданса $Z_{\text{вх},0}$ и $Z_{\text{вх},1}$ связаны со значениями Z и th(iη) уравнениями

$$Z = \sqrt{\frac{Z_{\text{вх},0} Z_{\text{вх},1}}{Z_{\text{вх},0} - Z_{\text{вх},1} + 1}}, \quad \text{th}(\text{i}\eta) = \sqrt{\frac{Z}{Z_{вх,1}}\left(Z_{\text{вх},0} - Z_{\text{вх},1} + 1\right)}, \tag{1.7}$$

которые также легко получаются из (1.5).

Подробный анализ методов измерения, основанных на измерении КО, дан в [250].

Метод, использующий измерение КО и КП образца в линии без дополнительных нагрузок предложен в [506, 687] и известен как метод Николсона–Росса–Уира (НРУ). Входной импеданс образца $Z_{\text{вх}}$ и КП T связаны с материальными параметрами образца соотношениями

$$Z_{\text{вх}} = Z\,\frac{1 + Z\,\text{th}(\text{i}\eta)}{Z + \text{th}(\text{i}\eta)}, \quad T = \frac{4Z}{(1+Z)^2 \exp(\text{i}\eta) - (1-Z)^2 \exp(-\text{i}\eta)}, \tag{1.8}$$

решение которых относительно Z и th(iη) имеет вид [356]

$$Z^2 = (Z_{\text{вх}} + 1)\frac{(Z_{\text{вх}} + 1)(T^2 - 2) \pm 2(Z_{вх} - 1)}{T^2(Z_{в\text{вх}} + 1)^2 + 4T^2(Z_{\text{вх}} + 1) + 4(T^2 - 1)}, \qquad \text{th}(\text{i}\eta) = Z\,\frac{Z_{\text{вх}} - 1}{Z^2 - Z_{\text{вх}}}. \tag{1.9}$$

Выбор знака «плюс» или «минус» в первой формуле (1.9) проводят из условия неотрицательности действительной части Z, как описано выше.

Метод НРУ позволяет проводить измерения ε и μ в проходной измерительной ячейке без перестройки измерительного тракта, что снижает как трудоёмкость измерения, так и погрешность, которая может возникнуть из-за изменения параметров тракта при его перестройке. Распространение векторных анализаторов цепей, допускающих одновременное измерение КО и КП, а также рост коммерческой доступности разборных воздушных коаксиальных линий, идеально подходящих для применения в качестве проходной измерительной ячейки, привели к тому, что метод НРУ в коаксиальной линии стал общепринятым для измерений СВЧ материальных параметров. Большинство работ, цитированных в обзорах к раделам 2 и 3, выполнено имен-

но этим методом. С другой стороны, его чувствительность к магнитной проницаемости хуже, чем у методов, использующих расположение образца на короткозамыкателе, см. подраздел 1.2.

Погрешности измерений и калибровочные процедуры. При проведении измерений в линиях передачи толщину образца стараются выбирать так, чтобы оптическая толщина была меньше 1/2. Тогда легко выбрать нужное решение из множества, даваемого мультиполями гиперболического тангенса в (1.5). Кроме того, при оптической толщине, близкой к 1/2, образец слабее всего взаимодействует с падающей на него волной и погрешность измерения возрастает. При высоких потерях большая оптическая толщина приводит к снижению КП, из-за чего оказывается сложно реализовать два независимых измерения *S*-параметров для поиска ε и μ.

При анализе результатов измерения в линии передачи предполагают, что в ней существует только основная мода. Возбуждение высших мод, распространяющихся по волноводу и взаимодействующих с элементами волноводного тракта, может являться источником погрешности. Высшие моды, возбуждающиеся в образце, где частота их отсечки снижена в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз, как правило, слабо влияют на результат измерения, если образец оптически тонок, $|\eta|<<1$ [410]. По этой причине считается, что, например, с использованием стандартной коаксиальной линии с размерами 7/3 мм измерения возможны в частотном диапазоне до 18 ГГц для любых образцов.

При измерениях в волноводе существенное значение может иметь погрешность, связанная с наличием щели между краем образца и стенкой волновода. Пусть толщина щели равна δl, соответствующий размер сечения образца равен l, щель перпендикулярна направлению электрического поля в линии, а толщина образца много меньше длины волны. Тогда влияние щели на результат измерения диэлектрической проницаемости может быть оценено в квазистатическом приближении. Рассмотрение ёмкостей, соответствующих образцу и щели и включённых последовательно, даёт значение относительной погрешности измерения $\delta\varepsilon/\varepsilon$ диэлектрической проницаемости ε образца (при условии $\delta l<<l$):

$$\delta\varepsilon/\varepsilon = -\delta l/l \times (\varepsilon - 1), \tag{1.10}$$

которое может быть велико для высоких ε. Рассмотрение погрешности для случая большой толщины образца и большой толщины щели проведено в [695]. Стандартным методом устранения этой погрешности является заполнение щели между образцом и стенкой линии проводящей пастой. В [194] предложено проводить точное измерение размеров образца и вводить коррекцию на наличие щели с использованием (1.10). Так же может быть оценено влияние щели на результат измерения магнитной проницаемости в случае, если щель перпендикулярна направлению магнитного поля в линии. В коаксиальной линии магнитное поле всегда параллельно стенкам линии и ошибка в измерении магнитной проницаемости не возникает.

Источником ошибки измерения ε и μ являются также погрешности определения частоты, модуля и фазы КО и КП, толщины образца. В современных измерительных приборах собственные погрешности малы, и основной вклад в погрешность вносят неоднородности измери-

тельного тракта, включая рассогласование портов анализатора цепей. Их влияние на результат измерения может быть значительно снижено при применении калибровочных процедур.

Калибровочные процедуры основаны на использовании связи между истинным значением КО, $R_{ист}$, измеряемого объекта и измеряемым КО, $R_{изм,}$ в который вносят вклад неоднородности, присущие любой комбинированной линии передачи. Можно строго показать [279, 461, 694], что эти величины связаны формулой Мейсона

$$R_{изм} = W_1 + \frac{W_2 R_{ист}}{1 - W_3 R_{ист}}. \qquad (1.11)$$

В (1.11) коэффициент направленности W_1 является КО в направлении измерителя от эквивалентной сосредоточенной неоднородности линии; рассогласование импедансов источника и линии W_3 равно обратному КО от неоднородности в направлении образца; зависимость отклика от частоты W_2 – это КП при двукратном прохождении через эквивалентную сосредоточенную неоднородность с учётом затухания в тракте между ней и измеряемым образцом. Величина W_2 включает также частотную зависимость коэффициента усиления измерительного прибора.

Известен ряд калибровочных процедур для проходных измерительных ячеек. Простейшей из них является *TRL* (*Through–Reflection–Load*) калибровка [236]. Она разработана для проходной ячейки, подключённой к двухпортовому векторному анализатору цепей и включает в себя три калибровочных измерения *S*-параметров: с исключённой измерительной ячейкой, с измерительной ячейкой, которая заменена короткозамыкателями, и с пустой измерительной ячейкой. По результатам этих измерений можно найти неизвестные параметры W_1, W_2 и W_3. В вычислении использован метод матрицы передачи; калибровочные параметры определяются однозначно с использованием физических правил выбора знака квадратного корня. Условие равенства КП образца при засветке его с обеих сторон, следующее из леммы Лоренца, позволяет определить положение образца в измерительной линии. Достоинством *TRL* процедуры является использование калибровочных стандартов, параметры которых могут быть определены с высокой точностью; недостаток – вырождение решаемой системы уравнений на частотах, где длина измерительной ячейки кратна $\lambda/2$. Влияние этого эффекта хорошо видно на экспериментальных данных, приведённых в подразделе 4.3. *TRL* калибровка также не позволяет учитывать утечки, т.е., прямое прохождение сигнала из одного порта измерителя в другой в обход образца.

Калибровка, в которой используются только измерения КО, основана на измерении КО от измерительной ячейки с тремя нагрузками: короткозамыкателем, нагрузкой холостого хода и согласованной нагрузкой (*SOL* калибровка, *Short–Open–Load* [21]). Если соответствующие измеренные значения КО равны R_0, R_∞ и R_1, то калибровочные параметры определяются как

$$W_1 = R_1,\ W_2 = 2\frac{(R_\infty - R_1)(R_0 - R_1)}{(R_\infty - R_0)},\ W_3 = \frac{R_\infty + R_0 - 2R_1}{R_\infty - R_0}. \qquad (1.12)$$

Известен ряд других калибровок, таких как *SOLT* [385], *LRL*, *QSOLT*, *LRRM* и другие. Обзор современных методов калибровки можно найти в [21, 579]. Исследования по совершен-

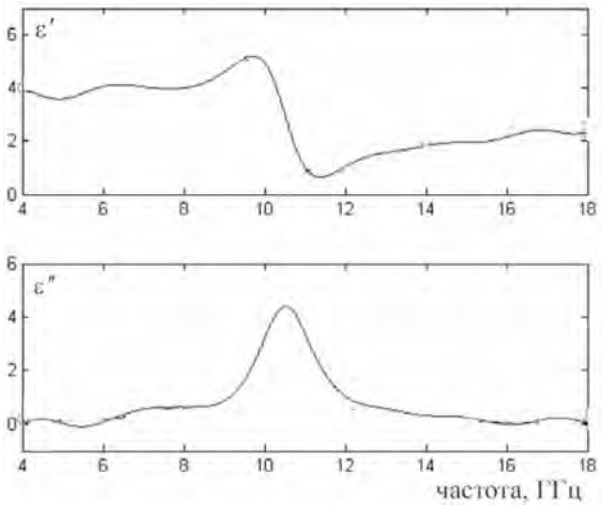


Рисунок 1.1 – Результат измерения эффективной диэлектрической проницаемости КМ (сверху – действительная часть, снизу – мнимая часть), содержащих 0,04% проводящих волокон в полимерной матрице [437]. Волнообразное изменение проницаемости с частотой на краях измеренного диапазона вызвано эффектом Гиббса.

ствованию калибровочных процедур активно ведутся и в настоящее время [301, 555, 690, 691, 750].

Для применимости калибровочных процедур большое значение имеет уровень согласования коаксиально-волноводного перехода, соединяющего измерительную ячейку с питающим трактом, так как большинство калибровок предполагает отсоединение ячейки от тракта. При этом сам переход не калибруется и может внести большую ошибку в результат измерения. Это одна из основных причин, почему подавляющее большинство измерений в настоящее время проводят в коаксиальных линиях. Измерения в других типах ячеек используют либо на частотах, где калибровка не требуется (см. пункт «Квазистатические методы» ниже), либо с применением специальных приёмов (например, разъёмной полосковой ячейки, предложенной в [101]).

В последнее время широко используется фурье-калибровка СВЧ измерительных трактов, не требующая применения измерительных стандартов. Она состоит в широкополосном измерении КО и КП с последующим моделированием при помощи преобразования Фурье прохождения через тракт острого импульса. Результатом моделирования является последовательность импульсов, связанных с отражением ЭМВ от неоднородностей тракта. Применяя пространственную селекцию полученного сигнала, можно выделить сигнал, соответствующий измеряемому объекту, устранив вклад неоднородностей линии. После этого использование обратного преобразования Фурье даёт откалиброванную частотную зависимость КО и КП образца. В случае селекции с прямоугольным окном возникает дополнительная погрешность в виде волнообразного изменения измеренной проницаемости с частотой на краях измеренного диапазона [514], называемая эффектом Гиббса. Методы устранения эффекта Гиббса являются областью активных исследований, см., напр., [514, 561]. Рисунок 1.1 иллюстрирует эффект Гиббса при измерении диэлектрической проницаемости. Применяются также совмещённые калибровки, в которых использованы одновременно и фурье-селекция, и дополнительные калибровочные измерения, например, *GRL* (*Gated Reflect Line*) [100].

При использовании калибровочных процедур, как правило, основными погрешностями измерения являются шумы измерительного прибора и остаточные вклады от неоднородностей

линии, которые не были скомпенсированы при помощи калибровочной процедуры. Так как эти вклады во многом обусловлены переотражениями волны через внутренние цепи векторного анализатора цепей, с которыми связан значительный набег фазы, они тоже носят квази-шумовой характер. Дополнительные погрешности могут быть связаны с неидеальностью поля в линии (например, вследствие неплоскостности фазового фронта в квазиоптических методах); их анализ должен проводиться отдельно для каждой измерительной геометрии.

Полный анализ погрешности измерения СВЧ материальных параметров представляет собой сложную задачу. Поэтому для подтверждения корректности измеренных данных и для оценки погрешности измерения чаще всего используют анализ измеренных частотных зависимостей материальных параметров для образцов, свойства которых известны из измерений при помощи аттестованных методов или из общих принципов (например, заведомо отсутствует частотная дисперсия диэлектрической проницаемости или магнитная проницаемость не отличается от единицы, см. ниже).

Скалярные методы измерения материальных параметров применяют, если нет возможности измерения фазы *S*-параметров. Эти методы широко использовались до повсеместного распространения векторных анализаторов цепей, но иногда применяются и сейчас [152].

При отсутствии данных о фазе измеряемого сигнала невозможно применение полной калибровочной процедуры, и измеренные данные оказываются сильно зашумлёнными. Для снижения погрешности можно применять интерферометр на основе длинной линии [316]. При этом измерительный тракт проектируют таким образом, чтобы основные неоднородности в нем были расположены как можно дальше от образца. Тогда их вклад проявляется в виде биений частотной зависимости КО. Если частотный масштаб этих биений меньше характерного диапазона частот, на котором происходят изменения КО, то вклад неоднородностей в результат измерения можно существенно ослабить, проводя усреднение КО по некоторому частотному диапазону. Фактически, этот метод является предшественником фурье-калибровки.

Другим путем снижения погрешности измерения при невозможности калибровки может быть использование дополнительной информации об образце. Например, если известно, что образец немагнитен и не проявляет диэлектрических потерь (и, следовательно, частотной дисперсии диэлектрической проницаемости), а его толщина велика, тогда определить единственный нетривиальный материальный параметр – диэлектрическую константу – можно по частотной зависимости КО образца, за которым помещена согласованная нагрузка. Максимумы КО связаны с диэлектрической константой соотношением

$$R_{\text{пик}} = (\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 1) \tag{1.13}$$

и возникают, когда оптическая толщина образца равна 1/4, 3/4 и т.д. Из (1.13) видно, что значение диэлектрической проницаемости равно максимальной измеренной величине коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН).

Когда действительная часть комплексной оптической толщины близка к 1/2, 1, 3/2 и т.д., КО имеет минимум. Диэлектрическая постоянная может быть найдена из частоты, на которой расположен этот минимум. В диэлектрике без потерь отражение в минимуме падает до нуля. Если глубина минимума не равна нулю, то в диэлектрике есть потери и мнимая часть диэлектрической проницаемости может быть определена из глубины минимума.

Если потери и, следовательно, частотная дисперсия материальных параметров существенны, то иногда для снижения погрешности измерения принимают предположения о специальном виде дисперсионной зависимости, например, зависимости Коул–Дэвидсона [626] или сумме дебаевских или лоренцевых зависимостей [736]. При этом результатом измерения служат не значения диэлектрической и магнитной проницаемости, а параметры их дисперсионных зависимостей. В [626] показана возможность одновременного определения ε и μ этим способом из скалярных измерений. В качестве дополнительной информации для снижения погрешности можно также использовать соотношения Крамерса–Кронига, см. раздел 5, в том числе их модификацию, предложенную для ограниченного частотного диапазона [480]; такие методы часто применяют в оптическом диапазоне, где измерение фазы ЭМВ вызывает трудности, см., напр., [388].

Использование дополнительной информации о свойствах образца может быть полезно и при проведении векторных измерений, являясь мощным методом выявления измерительных ошибок. Например, совместный анализ измеренных значений диэлектрической и магнитной проницаемости может использовать тот факт, что сильная дисперсия диэлектрической проницаемости редко наблюдается в СВЧ диапазоне, см. раздел 4. Поэтому обнаружение такой дисперсии там, где для неё нет физических причин, может свидетельствовать о неточности проведённой калибровки, об интерференции на толщине образца и пр. Неточность калибровки обычно проявляется в виде волнообразного изменения измеренной диэлектрической проницаемости, интерференция – в виде острых резонансов. При этом также возникают осцилляции магнитной проницаемости, противоположные по фазе осцилляциям диэлектрической проницаемости, хотя, как правило, имеющие другую амплитуду. Так как частотная дисперсия магнитной проницаемости нередка в СВЧ диапазоне, эти осцилляции иногда ошибочно интерпретируют как движение доменных границ или ФМР, см., напр., [220, 414]. Для устранения таких погрешностей можно применять также измерения заведомо немагнитных образцов, чтобы убедиться, что измеренные значения близки к единице, а также измерения одинаковых образцов разной толщины, что позволяет выявить влияние резонансов на толщине образца.

Резонаторные методы являются частным случаем скалярных методов измерения материальных параметров. Они используют одну измерительную геометрию, не требуют согласования ячейки и калибровки, имеют высокую чувствительность, обеспечивают раздельное измерение диэлектрической и магнитной проницаемости и поэтому широко распространены. Скалярные измерения КО или КП проводят в некотором диапазоне частот для определения сдвига ре-

зонансной частоты и изменения добротности резонатора при помещении в него измеряемого образца. Анализ данных основан на зависимости поляризуемости образца от его материальных параметров. Соответственно, если образец имеет высокие значения материальных параметров, его форма должна быть вытянута в направлении поля, действующего на образец, чтобы измеряемый сигнал определялся значением проницаемости образца, а не его формой, см. раздел 3.

Высокая чувствительность резонаторных методов связана с многократным прохождением ЭМВ внутри резонатора. Её средний путь приблизительно равен длине резонатора, умноженной на его добротность Q. Следовательно, волна проходит через образец Q раз, и амплитуда поля в месте расположения образца в Q раз больше амплитуды ЭМВ, питающей резонатор. Соответственно усилен и отклик образца, что увеличивает чувствительность измерений. С другой стороны, это снижает допустимый диапазон измеряемых значений мнимых частей материальных параметров и обуславливает узкополосность измерений, которые могут быть проведены только на одной частоте (или ряде дискретных частот в случае многомодового резонатора).

Максимумы электрического и магнитного поля в резонаторе сдвинуты друг относительно друга: пучность магнитного поля соответствует нулю электрического поля, и наоборот. Взаимное влияние диэлектрических и магнитных свойств пренебрежимо мало, и, например, близкая к единице магнитная проницаемость может быть измерена с высокой точностью, даже если диэлектрическая проницаемость образца высока. В этом отношении резонаторные методы имеют преимущество перед большинством методов измерения в линиях передачи.

Обычно обработку данных резонаторных измерений проводят методом малых возмущений. Он основан на предположении, что внесение образца в резонатор не изменяет поле в остальной части резонатора, т.е., образец слабо рассеивает ЭМВ, распространяющуюся внутри резонатора. Это так, если сдвиг резонанса, возникающий при внесении образца, мал по сравнению с расстоянием между соседними резонансами (или с резонансной частотой при измерениях в одномодовом режиме). Тогда измеряемые материальные параметры связаны с измеренным относительным сдвигом комплексной резонансной частоты $\delta\tilde{f}_{\text{рез}}=(\tilde{f}_{\text{рез0}}-\tilde{f}_{\text{рез1}})/\tilde{f}_{\text{рез0}}$ формулой

$$\delta\tilde{f}_{\text{рез}} = \frac{\varepsilon \int\limits_{dV} |E|^2 dV + \mu \int\limits_{dV} |H|^2 dV}{\int\limits_{V} |E|^2 dV}, \qquad (1.14)$$

где тильдой обозначена комплексная резонансная частота: $\tilde{f}_{\text{рез}}=f_{\text{рез}}(1-\text{i}/(2Q))$, дополнительные индексы 0 и 1 в обозначении резонансной частоты относятся к частотам пустого резонатора и резонатора с образцом, соответственно, а E, H – амплитуды электрического и магнитного полей внутри резонатора. В числителе правой части интегрирование проводится по объёму образца ΔV, в знаменателе – по объёму резонатора V.

Метод малых возмущений применим и при высоких проницаемостях материала, если образец имеет малые размеры. При этом размер образца может быть сравним с длиной волны в материале образца, хотя и должен оставаться много меньше λ в свободном пространстве. При

этом следует учитывать возможное возбуждение внутренних резонансов в образце, а также скинирование, если образец проводящий. Кроме того, должны быть учтены деполяризация или размагничивание на образце, что можно сделать так же, как и в теории КМ, см. разделы 2 и 3.

Для обеспечения малой погрешности измерений структура полей внутри резонатора должна быть известна, поэтому обычно используют резонаторы правильной формы. Одной из популярных геометрий, предназначенных для измерения диэлектрической проницаемости, является цилиндрический (TM_{010}) резонатор, имеющий высокую добротность; измеряемый образец при этом должен иметь форму длинного стержня, который направлен вдоль оси резонатора. Обычно образец занимает всю длину резонатора, однако измерения сдвига частоты в зависимости от глубины погружения образца в резонатор могут дать полезные дополнительные данные.

Другой распространенный тип резонатора основан на отрезке линии передачи, ограниченном неоднородностями, обычно диафрагмами или штырями. Его добротность не столь высока, но он удобен в изготовлении и использовании. Для такого резонатора, в случае когда образец полностью заполняет сечение линии, нет нужды использовать приближение малых возмущений, применимость которого ограничена: например, при толщине образца 1 мм и частоте 1 ГГц метод малых возмущений применим для определения диэлектрической проницаемости только при $\varepsilon<<50$. Для резонатора на основе линии передачи условием резонанса является равенство нулю мнимых частей адмиттансов, которые рассчитываются для двух противоположных направлений распространения ЭМВ в любом из сечений линии. Обычно резонаторы имеют слабую связь с подводящим СВЧ трактом; в пренебрежении этой связью условие резонанса имеет вид

$$\sum_{j=1}^{3} Z_j \operatorname{tg}(\mathrm{i}k_j l_j) = \frac{Z_1 Z_3}{Z_2} \prod_{j=1}^{3} \operatorname{tg}(\mathrm{i}k_j l_j), \qquad (1.15)$$

где индекс 2 относится к образцу, индексы 1 и 3 – к пустым частям резонатора с двух сторон образца, Z_j – характеристический импеданс, k_j – волновое число, l_j – длина j-го отрезка линии. Рассмотрим для определённости задачу измерения диэлектрической проницаемости. При симметричном расположении образца относительно пучности электрического поля, (1.15) переходит в

$$Z \operatorname{tg}\frac{\mathrm{i}kd}{2} = Z_0 \operatorname{tg}\frac{\mathrm{i}k_0(l-d)}{2}, \qquad (1.16)$$

где l – общая длина резонатора, Z, k и d – характеристический импеданс, волновое число и толщина образца, а Z_0, k_0 и l – характеристический импеданс, волновое число и длина отрезков пустой линии передачи. При малой электрической толщине образца, $\pi|\varepsilon-1|d/\lambda<<1$, (1.16) даёт результат, совпадающий с известной формулой приближения малых возмущений:

$$\varepsilon \cong 1 + (l/d)\cdot \delta\tilde{f}_{\text{рез}} / \tilde{f}_{\text{рез}} \qquad (1.17)$$

Если линия достаточно длинная, то резонатор может быть многомодовым. Тогда, если образец оптически тонок, то сдвиг резонансной частоты нечетных мод зависит от (и может быть использован для измерения) его диэлектрической проницаемости, сдвиг четных мод – от

магнитной проницаемости. Отметим, что при полном заполнении сечения линии образцом возможно возникновение погрешностей, связанных с необходимостью разборки резонатора для помещения в него образца и с наличием щели между образцом и стенкой линии.

В настоящее время резонансные методы используют на СВЧ, в основном, для измерения диэлектрических образцов с предельно малыми диэлектрическими потерями [383, 384], либо в случаях, где необходима высокая чувствительность [620].

Измерения в неоднородных линиях. Известен ряд методов измерения, основанных на возбуждении высших мод в линии передачи, например, измерение материальных параметров массивных материалов при помощи открытых волноводных или коаксиальных зондов [104, 404, 703, 711]; измерение цилиндрического образца в разрыве коаксиальной линии [136]; методы, в которых листовой образец вставлен в сплошной разрез в измерительной ячейке перпендикулярно её оси [350, 351], и др. Условия возбуждения высших мод определяются материальными параметрами образца и, следовательно, могут быть учтены в выражениях, связывающих материальные параметры и измеряемые величины. Решение задачи получают, выполняя полный расчёт электромагнитного поля вычислительными методами [137, 156, 332, 711]. Обзор методов измерения в линиях с неоднородностями дан в [121].

Известны методы измерения в линиях с разрезом, пригодные для измерения образцов с высокой ε (в них не возникает погрешность, связанная с наличием зазора) и позволяющие проводить неразрушающие измерения. Геометрия измерений, использующая цилиндрический резонатор с разрезом, была предложена в [350, 351] и, независимо, в [366]. Резонатор является сегментом цилиндрического волновода, закороченным с обоих концов и разделённым разрезом на две равные части. Листовой образец вставлен в разрез, что позволяет проводить измерения без вырезания образца нужной формы. В резонаторе с разрезом возможно только измерение ε, но не μ, т.к., когда образец и, соответственно, разрез, расположены в пучности магнитного поля, их расположение совпадает и с пучностью токов в стенках резонатора. Разрез прерывает эти токи, резко снижая добротность магнитной моды.

Влияние разреза на результат измерения диэлектрической проницаемости учитывают либо при помощи расчёта в приближении малых возмущений [351], либо при помощи специальной калибровочной процедуры [352]. Точный численный расчёт полей в цилиндрическом резонаторе с разрезом представлен в [332].

Квазистатические методы. Как показано в разделе 2, экспериментальное исследование СВЧ магнитных свойств тонких магнитных плёнок является актуальной проблемой. Сложность её решения обусловлена тем, что ФМ плёнки обычно имеют высокую проводимость, отклик которой на зондирующую ЭМВ маскирует отклик от магнитной проницаемости. Для снижения погрешности применяют измерительные ячейки, в которых электрическое поле в месте расположения образца мало. На частотах до сотен мегагерц используются измерительные катушки

или петли. Величина магнитной проницаемости образца может быть определена из измеренного изменения импеданса катушки при внесении в неё образца [720].

Верхняя рабочая частота в этом методе ограничена частотой собственного электродинамического резонанса петли. Для повышения собственной резонансной частоты измерительной ячейки её размеры снижают, получая в результате ячейку на короткозамкнутом отрезке полосковой линии передачи. Полосковая ячейка сохраняет важное преимущество петлевых методов – отсутствие необходимости изготовления образцов специальной формы; важно лишь, чтобы образец мог быть вырезан в форме полоски. Электрическое поле ЭМВ в ячейке направлено перпендикулярно плоскости образца, что дополнительно снижает влияние проводимости на измеряемый сигнал. Магнитное поле направлено в плоскости образца, что позволяет измерять компоненту магнитной проницаемости ФМ плёнок, имеющую максимальное значение, см. раздел 2.

Однопортовые измерительные ячейки не допускают применения полных калибровочных процедур с использованием внешних калибровочных стандартов. Поэтому анализ результатов, полученных с такими ячейками, часто проводят в квазистатическом приближении, пренебрегая вкладами *S*-параметров коаксиально-полоскового перехода и диэлектрической проницаемости в измеренный КО [439]. Оба эти вклада стремятся к нулю при стремлении частоты к нулю. Для вклада от диэлектрической проницаемости это легко получить из (1.3) (см. формулу (5.6) в разделе 5). Частотная зависимость *S*-параметров коаксиально-волноводного перехода описана, например, в [24]. Поэтому для проведения измерений необходима лишь нормировка измеряемого КО, которую проводят по измерениям пустой ячейки. Известен также метод нормировки по измерению ячейки с образцом, помещённой в сильное магнитное поле: измеряемый образец приводится в насыщение так, что его магнитная проницаемость близка к единице [133, 635, 665]; это позволяет снизить и ряд других погрешностей измерения, например, связанных с влиянием диэлектрической проницаемости образца или его подложки.

Кроме того, так как ячейка является открытой и образец заполняет не все её сечение, для определения μ образца необходимо определить фактор заполнения ячейки образцом. Стандартным подходом является рассмотрение образца в ячейке как плоскослоистой среды (ПСС), для которой справедлива формула Винера (3.6) [692]. Применяют также измерение сигнала от образца с известной магнитной проницаемостью [134, 300, 484, 513]; определение амплитуды магнитной проницаемости по значениям намагниченности насыщения образца и его поля внутренней магнитной анизотропии, определённым из магнитостатических измерений [598, 717, 718]; использование процедур численной подгонки результатов измерения под модели частотной зависимости магнитной проницаемости [227, 710]. Ряд авторов публикует результаты измерения μ без калибровки, выражая их в относительных единицах [184, 680]. В [592] предложено обобщение формулы Винера, основанное на рассмотрении сечения измерительной ячейки как КМ и более точной аппроксимации его спектральной функции на основе нескольких дополнительных измерений.

При приближении рабочей частоты к собственной резонансной частоте ячейки, кроме вклада коаксиально-полоскового перехода, становятся существенными и другие погрешности, возникающие из-за влияния положения образца в ячейке, неучёта излучения через боковые щели полоска и др. Поэтому, например, авторы [729] уменьшают влияние резонанса ячейки, ограничивая измеряемый диапазон частотами 3–4 ГГц, несмотря на миллиметровые размеры ячейки. Обычно рабочий диапазон частот полосковых ячеек доходит до частот порядка 3–6 ГГц; наиболее широкий рабочий диапазон частот, до 9 ГГц, получен в [717]. Отметим, что при уменьшении размеров ячейки расширяется рабочий диапазон, но точность измерения снижается за счёт погрешностей, связанных с погрешностью определения геометрических размеров и положения образца. Кроме этого, усиливается влияние неоднородных полей, возбуждающихся вблизи коаксиально-полоскового перехода, так как чем короче ячейка, тем ближе расположен исследуемый образец к этому переходу. Авторы [134] учитывают влияние неоднородных полей вблизи перехода на результат измерения путем численного моделирования распределения поля в ячейке.

Для калибровки коаксиально-полоскового перехода в неразборной полосковой ячейке могут быть применены калибровочные процедуры, основанные на использовании скользящей нагрузки [301] или нескольких положений калибровочного образца [620]. Отметим, что погрешность, с которой известны параметры калибровочного образца, может давать дополнительную ошибку измерения. В принципе, для измерения магнитной проницаемости тонких ФМ плёнок может быть использована и проходная полосковая (или копланарная) измерительная ячейка, в которой эффективные материальные параметры образца определяется методом НРУ и для которой существуют калибровочные процедуры, поэтому нет нужды в использовании квазистатического приближения. Практическая реализация такого измерения в частотном диапазоне от 0,1 до 18 ГГц описана в [548]; другие примеры можно найти в [224, 246]. Из-за сложности таких методов их применяют редко, несмотря на их широкополосность, и общепринятым в настоящее время является использование закороченной полосковой ячейки [224, 246, 247, 513, 726].

Измерение магнитной проницаемости ФМ плёнок в коаксиальной линии. Другая геометрия измерения СВЧ свойств тонких ФМ плёнок, использующая расположение плоскости плёнки параллельно волновому вектору, предложена в [93]. Метод применим к плёнкам, нанесённым на гибкую подложку и скрученным в рулонный образец, как показано на рис. 1.2. Образец помещают в обычную коаксиальную измерительную ячейку и измеряют материальные параметры методом НРУ. Измеренные эффективные значения диэлектрической и магнитной проницаемости коаксиального образца, $\varepsilon_{эфф}$ и $\mu_{эфф}$, пересчитывают в материальные параметры плёнки по формулам Винера (3.6) и (3.7) для ПСС с учётом скин-эффекта [93, 94]:

$$\varepsilon_{эфф} = \varepsilon_{п}\left(1 + hK/h_{д}\right), \quad \mu_{эфф} = \frac{1 + \mu hK/h_{д}}{1 + hK/h_{д}}, \tag{1.18}$$

$$\text{где } K = \frac{\mathrm{tg}\left(k_{мет}h/2\right)}{k_{мет}h/2}, \quad k_{мет} = \sqrt{\pi f \mu \sigma}\left(1 - \mathrm{i}\right), \tag{1.19}$$

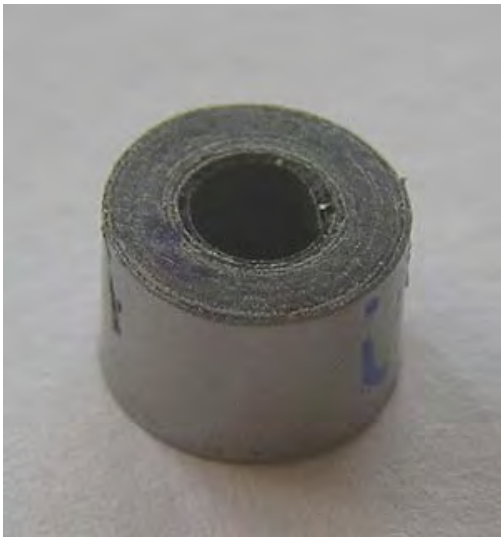


Рисунок 1.2 – Рулонный образец из тонкой ФМ плёнки, нанесённой на гибкую подложку, для измерения магнитной проницаемости в коаксиальной линии



Рисунок 1.3 – Принципиальная схема квазиоптической измерительной установки [437]

μ, σ и h – собственная магнитная проницаемость, удельная проводимость и толщина плёнки, f – частота ЭМВ, $\varepsilon_д$ и $h_д$ – диэлектрическая проницаемость и толщина подложки, δ – глубина скин-слоя. Величина K описывает влияние скин-эффекта на эффективные параметры ПСС. В частности, K =1 при слабом скин-эффекте ($\delta >> h$); K=0 для идеального металла ($\delta << h$).

Удачно выбранная геометрия образца и применение коаксиальной техники позволяют проводить измерения в широком диапазоне частот с применением стандартного оборудования и простого алгоритма обработки данных, получая высокую чувствительность к магнитной проницаемости. Заметим, что чувствительность метода связана не только с малым рассогласованием в коаксиальной линии, но и с относительно большим количеством плёнки, используемым при изготовлении образца. Недостатками метода является трудоёмкая процедура изготовления образца и возможность исследования только тех плёнок, которые нанесены на гибкую подложку.

Рассматриваемая методика была с успехом применена рядом исследователей для экспериментального определения СВЧ магнитных свойств тонких ФМ плёнок [43, 94, 321, 442, 739].

Квазиоптические методы также можно рассматривать в терминах линии передач при условии, что краевые эффекты на границах образца учтены или пренебрежимо малы. До недавнего времени квазиоптические методы измерения представляли собой СВЧ интерферометры в свободном пространстве, см., напр. [99]. Современный подход, впервые предложенный в [260], предоставляет возможность широкополосных измерений при помощи рупорных антенн, векторного анализатора цепей и калибровочных процедур.

Типичная геометрия квазиоптического измерения показана на рис. 1.3 [437]. Зондирующую ЭМВ излучает рупорная антенна, снабжённая линзой из полистирола; эта же антенна принимает отражённую от образца волну. Линза позволяет создать фронт ЭМВ, близкий к плоскому в месте расположения образца. Вторая рупорная антенна принимает проходящую через

образец волну. Измерения КО и КП проводят при помощи векторного анализатора цепей в диапазоне частот от 2 до 18 ГГц. Значения ε и μ образца определяют с применением метода НРУ. Образец лежит на подставке из пенистого полистирола с низкой диэлектрической проницаемостью, порядка 1,015, что обеспечивает малую величину измерительной погрешности, вносимой наличием подставки. Расстояние между образцом и антеннами лежит в интервале от 5 до 15 мм. Для снижения погрешности, вызванной неоднородностями тракта, применена фурье-калибровка. Для устранения влияния дифракции волны на краях образца под подставкой расположен экран из поглощающего материала, в котором вырезано отверстие диаметром 15 см (*admittance tunnel*).

В настоящее время квазиоптические методы для измерения материальных параметров материалов широко используются [303, 414, 455]. Их достоинством являются возможность проведения измерений на частотах выше 20 ГГц [305, 379, 398, 753], а также отсутствие погрешности измерения высоких значений диэлектрической проницаемости, связанных с наличием зазора между образцом и стенкой линии.

Постановка задачи. Таким образом, существует множество методов измерения СВЧ диэлектрической и магнитной проницаемости материалов. Наиболее употребительными из них являются метод НРУ в коаксиальной линии и свободном пространстве и метод измерения магнитной проницаемости тонких ФМ плёнок, использующий закороченную полосковую ячейку. Известные методы позволяют решать большинство задач, связанных с исследованием материалов. Однако, для решения задач, поставленных в настоящей работе, потребовалась их доработка и развитие.

Далее в разделе описаны методы измерения СВЧ параметров, использованные в работе, и проведённые доработки стандартных методов.

1.2 Измерение СВЧ материальных параметров образцов в коаксиальной линии [#]

В подразделе описан метод измерения СВЧ материальных параметров материалов в коаксиальной линии, использованный при выполнении работы, как при измерениях КМ, так и при исследовании тонких ФМ плёнок. В последнем случае из плёнки сворачивали коаксиальный рулонный образец по методу Аше или вырубали коаксиальные шайбы, которые помещали в линию в количестве 5–15 штук для достижения необходимой чувствительности измерения. Ниже описана процедура измерений и получены формулы для связи эффективной магнитной проницаемости рулонного образца и магнитной проницаемости плёнки, из которой изготовлен образец. Показано, что полученные формулы остаются справедливыми для случая сильного скин-эффекта, и рассмотрены причины, по которым формула (1.18) в этом случае даёт неправильный результат. Проанализированы источники систематических погрешностей метода и показано, что влияние этих погрешностей на результат измерения магнитной проницаемости мало.

Измерение эффективных материальных параметров образцов. Измерения проводили в частотном диапазоне от 0,1 до 10 ГГц с образцами, имевшими форму коаксиальной шайбы и толщину от 2 до 7 мм, в зависимости от диапазона частот и измеряемых величин материальных параметров. КО от образца, помещённого в коаксиальную измерительную ячейку, измеряли при помощи векторных анализаторов цепей *HP*8753A, *HP*8720 или *Wiltron 37247A.* Ячейка, схема которой показана на рис. 3.4, имела длину 90 мм и диаметр внешнего и внутреннего проводников 7 и 3,04 мм, соответственно.

Для определения ε и μ образца был использован измеренный КО от входа измерительной ячейки при двух положениях образца. На частотах ниже 3 ГГц был реализован метод стоячей волны. При этом за образцом была расположена цилиндрическая вставка, металлическая для получения короткозамыкающей нагрузки или диэлектрическая для получения режима холостого хода. На более высоких частотах точность реализации режима холостого хода при помощи диэлектрической вставки падает, поэтому в качестве второго измерения КО также использовали измерение с металлической вставкой, причем между нею и образцом располагали фторопластовые коаксиальные шайбы (от одной до пяти штук, в зависимости от

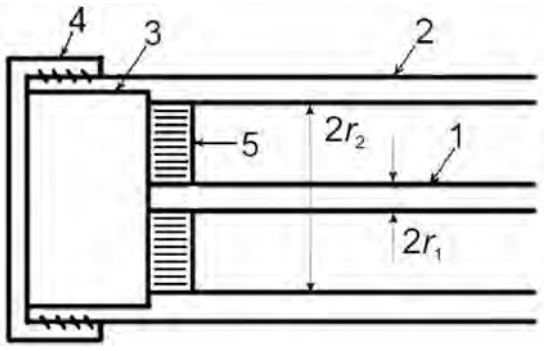


Рисунок 1.4 − Разрез коаксиальной ячейки с образцом: 1 – внутренний электрод, 2 – внешний электрод, 3 – цилиндрическая вставка (металл/капролон), 4 – прижимная гайка, 5 − образец, r_1 – радиус внутреннего проводника, r_2 – радиус внешнего проводника

[#] Материал подраздела изложен в соответствии со статьей [63]

частоты измерения), имевшие толщину 2 мм и диэлектрическую проницаемость, равную 2,0.

Использование двух измерений КО от измерительной ячейки вместо измерения КО и КП (метода НРУ) связано с тем, что методу НРУ, вообще говоря, присущи более высокие погрешности измерения магнитной проницаемости, чем методу стоячей волны. Для иллюстрации рассмотрим случай, когда оптическая толщина образца мала, $|\eta|<<1$, и гиперболический тангенс в выражении для входного импеданса может быть заменен значением его аргумента. Тогда из (1.6) легко получить, что КО, измеряемые в методе стоячей волны, связаны с ε и μ выражениями

$$R_0 = -\frac{1 - 2\pi i d\mu/\lambda}{1 + 2\pi i d\mu/\lambda}, \quad R_\infty = -\frac{1 - 2\pi i d\varepsilon/\lambda}{1 + 2\pi i d\varepsilon/\lambda}. \tag{1.20}$$

Аналогично, из (1.9) для метода НРУ в этом приближении получается

$$R = -\frac{(\varepsilon - \mu)\cdot \pi i d/\lambda}{1 + (\varepsilon + \mu)\cdot \pi i d/\lambda}, \; T = \frac{1}{1 + (\varepsilon + \mu)\cdot \pi i d/\lambda} \; . \tag{1.21}$$

Т.е., в методе стоячей волны ε и μ можно найти независимо из результатов измерений в режиме холостого хода и короткого замыкания, соответственно. В методе НРУ они определяются линейной комбинацией двух измеренных *S*-параметров. Для многих материалов $\varepsilon>>\mu$, например, в КМ с высокой концентрацией проводящих включений, см. раздел 3. При этом небольшие погрешности в определении ε приводят к высоким ошибкам измерения μ.

Для калибровки измерительной системы проводили измерение пустой ячейки и ячейки с калибровочным образцом, см. подраздел 1.3. В качестве калибровочных образцов применяли те же коаксиальные фторопластовые шайбы, что были использованы в качестве прокладок при измерении материальных параметров. В различных диапазонах частот использовались разные толщины калибровочных образцов – от 10 до 20 мм. Определение коэффициентов в формуле Мейсона (1.11) по измеренным данным проводили при помощи численной минимизации модуля разности измеренных и расчётных значений КО. Погрешность измерения была определена из результатов измерения частотной зависимости свойств образцов, заведомо не имеющих частотной дисперсии материальных параметров, например, фторопласта. Без калибровки ошибка измерений диэлектрической проницаемости могла достигать 10 % и выше; после калибровки – не превышала 4%. Среднеквадратичное значение ошибки измерения с калибровкой составляло 2% для ε и 1,5% для μ.

Измерение собственной магнитной проницаемости ФМ плёнок. Для измерения использовали коаксиальные образцы, изготовленные из ленты, которая состояла из ФМ плёнки и гибкой лавсановой подложки и была скручена в виде рулона, как показано на рис. 1.2. Высота рулона составляла около 5 мм, длина скручиваемой полоски – 150−200 см (для случая лавсановой подложки толщиной 12 мкм). Измерения могли быть проведены в присутствии внешнего постоянного магнитного поля напряжённостью до 480 Э, направленного вдоль оси коаксиала.

Собственную магнитную проницаемость металлической плёнки можно рассчитать по измеренным значениям эффективной магнитной проницаемости образца и коэффициенту заполнения образца ФМ проводящей плёнкой, как предложено в [93, 94]. При этом для упроще-

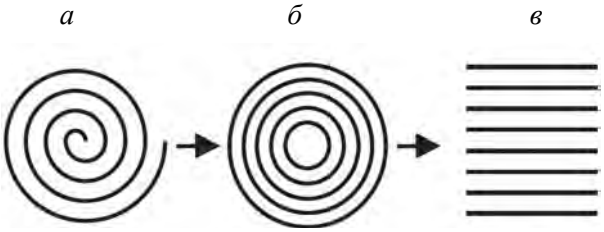


Рисунок 1.5 – Схема преобразования спиральной (рулонной) геометрии (*а*) в концентрическую структуру (*б*) и ПСС (*в*)

ния расчёта спиральную геометрию сечения образца заменяют сначала концентрической, а затем плоскослоистой структурой (ПСС), см. рис. 1.5.

Формулы (1.18) и (1.19), предложенные в [93, 94], некорректны для случая сильного скин-эффекта. Действительно, из (1.19) при K=0 следует $\mu_{эфф}$=1, что неверно, так как при сильном скин-эффекте магнитное поле не проникает вглубь проводящей плёнки, и материал должен проявлять диамагнитные свойства, см. раздел 2. Таким образом, (1.18) и (1.19) неточно учитывают влияние скин-эффекта на плёнке, несмотря на то, что они получены на основании точных формул Винера (3.6) для ПСС при использовании лишь естественного приближения σ/ω>>1. Задача исследования свойств плёнок с толщиной, близкой к толщине скин-слоя, важна, так как именно для таких плёнок из-за относительно большого содержания магнитной фазы можно ожидать максимальных значений эффективного магнитного отклика на СВЧ, см. раздел 2.

Реальность диамагнитных свойств в исследуемых структурах продемонстрирована экспериментально на примере рулонного образца, изготовленного из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм с лавсановой подложкой толщиной 100 мкм. Результаты измерения магнитной проницаемости приведены на рис. 3.6; видно, что среднее значение измеренной магнитной проницаемости такого образца в диапазоне частот 0,3…10 ГГц близко к 1–p=0,8.

Физической причиной неточности формулы (1.18) является то, что она соответствует основной, единственной распространяющейся ЭМВ H-поляризации в ПСС. Очевидно, что в бесконечной структуре с периодом много меньше λ может существовать только эта волна. Однако на границе неоднородной среды возбуждаются быстро затухающие высшие волны,

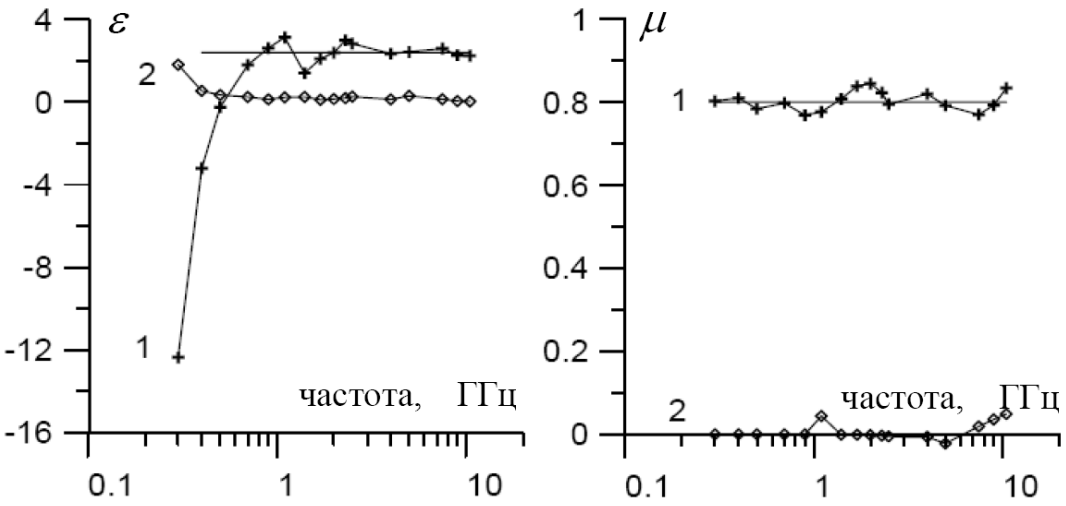


Рисунок 1.6 – Измеренные эффективные диэлектрическая проницаемость (слева) и магнитная проницаемость (справа) рулонного образца из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм, лежащей на лавсановой подложке толщиной 0,100 мм. 1 – действительные части, 2 – мнимые части эффективных параметров

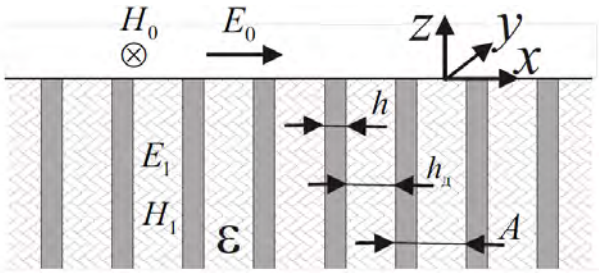


Рисунок 1.7 – К задаче определения входного импеданса для полубесконечной металл-диэлектрической ПСС

формирующие переходный слой. В этом слое поперечное пространственное распределение полей отличается от распределения для основной волны [16, 20, 66, 607]. Поэтому хотя формула Винера точна для бесконечной среды, она описывает характеристический импеданс этой среды. Экспериментальное определение параметров реальных материалов проводят при помощи зондирующей ЭМВ, падающей на границу материала, поэтому существование переходных слоев может существенно влиять на результат измерения, см. также раздел 4. Аналогичный вывод был сделан независимо в [86].

Для обоснования диамагнитных свойств металл–диэлектрической ПСС рассчитаем значения эффективного входного импеданса $Z_{эфф}$ для полубесконечной ПСС при падении плоской ЭМВ H-поляризации на её границу; пусть h – толщина проводящих слоев, $h_д$ и $\varepsilon_д$ – толщина и диэлектрическая проницаемость диэлектрических слоев, A – период структуры, $A=h+h_д$, см. рис. 1.7. Используем метод частичных областей [68] и будем опираться на формулу Винера для H-поляризации. В статическом пределе решение для основной волны имеет постоянные по ширине диэлектрического слоя значения для x-компоненты электрического поля (амплитуда E_1) и y-компоненты магнитного поля (амплитуда H_1). Метод частичных областей предполагает, что на границе структуры x-компонента электрического поля имеет следующее распределение:

$$E_x = \begin{cases} E_1, \text{ на торцах диэлектрических слоев,} \\ 0, \text{ на торцах металлических слоев.} \end{cases} \tag{1.22}$$

Так как слои расположены периодично, x-компоненту электрического и y-компоненту магнитного поля при $z\le 0$ можно представить в виде рядов по гармоникам Флоке [68]:

$$\begin{aligned} H_y &= \exp(\mathrm{i}k_0 z) - R\exp(-\mathrm{i}k_0 z) + \sum_{j=1}^{\infty} a_j \exp(k_j z)\cos\left(\frac{2\pi j}{A}x\right), \\ E_x &= Z_0\left(\exp(\mathrm{i}k_0 z) + R\exp(-\mathrm{i}k_0 z)\right) - \frac{1}{\mathrm{i}\omega}\sum_{j=1}^{\infty} k_j a_j \exp(k_j z)\cos\left(\frac{2\pi j}{A}x\right), \end{aligned} \tag{1.23}$$

где Z_0 – импеданс среды, из которой на структуру падает волна; k_0 – волновое число в этой среде $k_j = \sqrt{(2\pi j/A)^2 - k_0^2} \cong 2\pi j/A$ при $j>0$, R – КО для плоской ЭМВ, падающей на границу структуры. Разложив E_x (3.19) в ряд Фурье и сравнив результат со вторым равенством (1.23), получим

$$1 + R = E_0 \frac{h_д}{A}, \quad a_j = -E_0 \frac{h_д}{A} 2\mathrm{i} \frac{k_0}{\beta_j} \frac{\sin \pi j d/A}{\pi j d/A} \tag{1.24}$$

Метод частичных областей использует равенство средних по ширине диэлектрического слоя амплитуд магнитного поля по обе стороны от границы структуры, откуда

$$1-R-\mathrm{i}2E_1\frac{h_д}{A}\sum_{j=1}^{\infty}\frac{k_0}{k_j}\left(\frac{\sin\pi jh_д/A}{\pi jh_д/A}\right)^2=H_1. \qquad (1.25)$$

Сумма ряда в левой части (3.22) имеет оценку сверху – $0{,}2l/\left(\lambda\sqrt{\varepsilon}\right)$, поэтому в квазистатическом случае этой величиной можно пренебречь. Тогда вместо (1.25) получаем $1–R=H_1$, которое равносильно тому, что амплитуды гармоник Флоке для магнитного поля вблизи границы структуры равны нулю. Отсюда, с учётом первого равенства (1.24) и формулы Винера, получим искомую формулу для входного импеданса рассматриваемой структуры:

$$Z_{эфф}\equiv\frac{1+R}{1-R}=\frac{h_д}{A}\frac{E_1}{H_1}=\frac{h_д}{A}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\sqrt{1+\mu\frac{h}{h_д}K}=\sqrt{\frac{\mu_{эфф}}{\varepsilon_{эфф}}}, \qquad (1.26)$$

где K определяется формулой (1.19).

Измеряемые эффективные параметры определяются также комплексным показателем преломления $\sqrt{\mu_{эфф}\varepsilon_{эфф}}$. Для образцов, толщина которых много больше периода структуры, показатель преломления должен быть равен значению, полученному из формулы Винера:

$$\sqrt{\mu_{эфф}\varepsilon_{эфф}}=\sqrt{\varepsilon}\sqrt{1+\mu hK/h_д} \qquad (1.27)$$

Из (1.26) и (1.27) следуют формулы для эффективных параметров рассматриваемой структуры, которые учитывают наличие диамагнитных свойств:

$$\varepsilon_{эфф}=\varepsilon(h+h_д)/h_д,\quad \mu_{эфф}=\frac{h_д}{h+h_д}\left(1+\mu hK/h_д\right) \qquad (1.28)$$

Формулы (1.18) и (1.28) совпадают только для K=1, т. е., в отсутствие скин-эффекта. Формулы (1.28) были также независимо получены в [86].

Погрешности, связанные со спиральной структурой образца. Формулы (1.28) относятся к ПСС, см. рис. 1.5. Переход от ПСС к концентрической геометрии не вносит существенной погрешности, так как толщина плёнки (менее 100 мкм) существенно меньше радиуса кривизны образца (более 1,5 мм). Напротив, переход от спиральной геометрии к концентрической связан с пренебрежением токами, текущими в плёнке по спирали. В [20] утверждается, что этими токами можно пренебречь, но подробный анализ проблемы отсутствует. Такой анализ проведен ниже.

Из (1.28) следует, что скинирование не приводит к частотной дисперсии эффективной диэлектрической проницаемости ПСС и не вносит дополнительных диэлектрических потерь. Для образцов со спиральной геометрией возникает дополнительная частотная дисперсия диэлектрической проницаемости, см. рис. 3.6а: измеренная частотная зависимость $\varepsilon_{эфф}$ образца из фольги имеет резонансный характер, что связано с возбуждением *TEM*-волны, распространяющейся по спирали. С ростом частоты проницаемость стремится к значению 2,4, что близко к величине 2,35, рассчитанной по (1.28) с учётом наличия воздушных зазоров.

Для анализа погрешности, вносимой спиральными токами, разделим их на две категории, которые назовем симметричным (рис. 1.8*а*) и антисимметричным (рис. 1.8*б*) распределени-

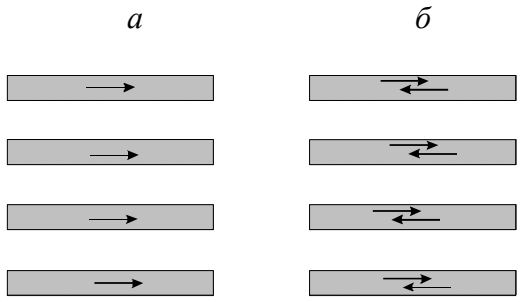


Рисунок 1.8 – Схематичное представление двух типов распределения тока в коаксиальных рулонных образцах из проводящей плёнки: *а*) симметричное, *б*) антисимметричное

ем токов. Симметричное распределение соответствует протеканию тока через образец как через катушку индуктивности; антисимметричное распределение соответствует возбуждению между слоями *TEM*-волны, бегущей по спирали. Для антисимметричных токов (при их равномерном распределении по длине спирали) суммарный ток, текущий по плёнке, равен нулю. Поэтому эти токи вносят погрешность в измеренные эффективные параметры только при наличии их неравномерного распределения по длине ленты.

Рассмотрим влияние антисимметричных токов. Они соответствуют распространению *E*-волны в ПСС. Решение этой задачи для основной волны даёт волновое число

$$k_E = (1-\mathrm{i})\sqrt{h/h_\text{д}\cdot K}\,/\delta, \quad \text{где} \quad \delta = 1/\sqrt{\pi f\mu\sigma}\,; \tag{1.29}$$

то есть, эта волна быстро затухает на расстоянии от границы порядка толщины скин-слоя. Следовательно, антисимметричные токи распространяются только в тонком приповерхностном слое на торцевых плоскостях образца, и их можно рассматривать в качестве поверхностных токов.

Влияние поверхностных токов на измеряемые эффективные параметры можно оценить, введя дополнительный эквивалентный поверхностный импеданс. Для этого рассмотрим вспомогательную задачу для полубесконечной среды с материальными параметрами ε, μ и дополнительным бесконечно-тонким поверхностным импедансом $Z_\text{доп}$. Очевидно, что такой слой изменяет входной импеданс структуры и не влияет на волновое число в среде. Поэтому измеренные эффективные параметры $\varepsilon_\text{изм}$, $\mu_\text{изм}$ будут определяться уравнениями

$$\sqrt{\varepsilon_\text{изм}/\mu_\text{изм}} = Z_\text{доп}^{-1} + \sqrt{\varepsilon/\mu}, \quad \sqrt{\varepsilon_\text{изм}\mu_\text{изм}} = \sqrt{\varepsilon\mu}\,. \tag{1.30}$$

Из (1.30) следует, что ошибка, связанная с наличием дополнительного импедансного слоя, равна

$$\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_\text{изм}-\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{Z_\text{доп}}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \quad \frac{\delta\mu}{\mu} = \frac{\mu_\text{изм}-\mu}{\mu} = -\frac{1}{Z_\text{доп}}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\,, \tag{1.31}$$

то есть, одинакова по модулю для обеих измеряемых величин.

Для оценки значения $\delta\mu$, соответствующего симметричным токам, заметим, что эффективная намагниченность, вызванная этими токами, направлена вдоль оси коаксиальной линии и, следовательно, не влияет на измеренные значения $\mu_\text{эфф}$. Влияние этих токов на $\varepsilon_\text{эфф}$ может быть велико, особенно вблизи резонанса для *TEM*-волны, распространяющейся по спирали, см. рис. 3.6*а*. Вдали от резонанса симметричные токи вызывают, в основном, появление дополнительной составляющей мнимой части диэлектрической проницаемости, эквивалентной наличию эффективной проводимости в образце.

1.3 Метод измерения СВЧ магнитной проницаемости тонких ферромагнитных плёнок в короткозамкнутой полосковой ячейке [#]

Ниже описан метод калибровки неразборной короткозамкнутой полосковой измерительной ячейки, предназначенной для измерения СВЧ магнитной проницаемости. Из-за неоднородности, присущей любой комбинированной линии передачи, измеряемый КО образца отличается от фактического КО в соответствии с формулой Мейсона (1.11). Основная неоднородность в полосковой ячейке − это коаксиально-полосковый переход, который является её составной частью и не может быть отсоединён. Короткозамыкатель также является частью ячейки, поэтому невозможно и подключение различных нагрузок. Все это не позволяет применять стандартные методы калибровки, что и вызвало необходимость разработки специальной калибровочной процедуры.

Техника эксперимента. Были использованы две полосковые измерительные ячейки. Первая из них («короткая ячейка») имела стандартную конструкцию [134, 439], см. рис. 1.9, и следующие размеры: длина ячейки $l_{яч}$=12 мм, ширина ячейки $w_{яч}$=30 мм, расстояние между полоском и землёй $h_{яч}$=1,8 мм, ширина полоска w=10 мм. Характеристический импеданс ячейки составлял 50 Ом, резонансная длина волны ячейки – приблизительно 3,2 см.

Вторая измерительная ячейка («длинная ячейка») представляла собой участок асимметричной полосковой линии передачи с коаксиально-полосковым переходом на одном конце и короткозамыкателем на другом, см. рис. 1.10. Размеры ячейки составляли $l_{яч}$=300 мм, $w_{яч}$=30 мм, w=8мм, $l_{щели}$=50 мм, $h_{яч}$=1,5 мм. Центральный полосок в ячейке укреплён на опоре, выполненной из полистирола и имевшей *T*-образное сечение

Отличие от стандартной конструкции состоит в значительной длине ячейки, а также в наличии проводящего экрана. Ячейка имеет значительно большую длину по сравнению с общепринятыми конструкциями для того, чтобы образец был расположен далеко от неоднородных полей, возбуждаемых на коаксиально-волноводном переходе. Длинная асимметричная полосковая линия является эффективной широкополосной антенной, поэтому для подавления влияния окружающих объектов на измеряемый КО ячейка помещена в трубчатый проводящий экран, склеенный из нескольких слоёв проводящей бумаги, пропитанной эпоксидной смолой. Проводящая бумага использована для получения низкой проводимости экрана, что позволяет подав-

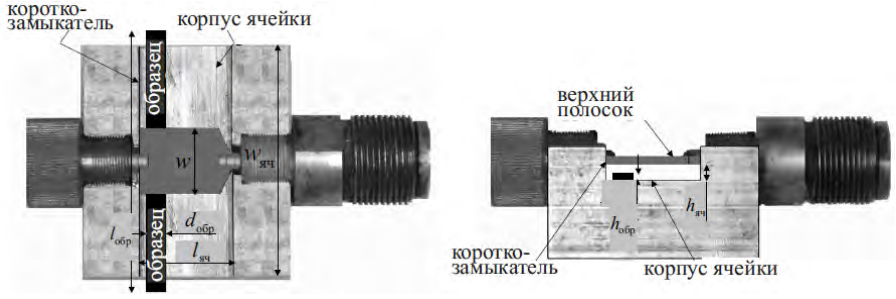


Рисунок 1.9 – Конструкция короткой полосковой измерительной ячейки

[#] Материал подраздела опубликован в [69, 624]

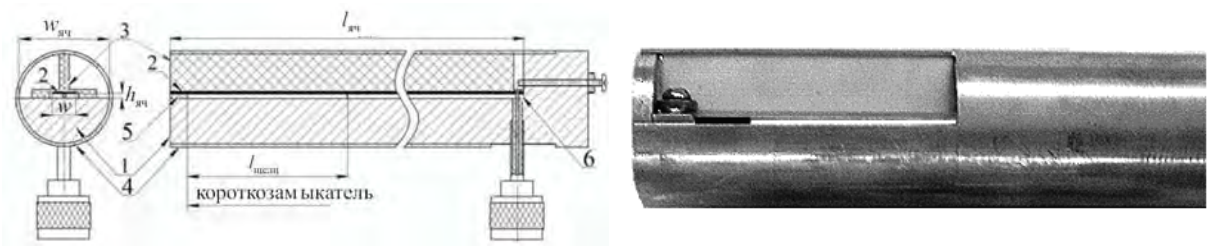


Рисунок 1.10 – Чертёж поперечного и продольного сечения «длинной» полосковой ячейки (слева). На фотографии справа показан короткозамкнутый конец ячейки; поглощающий экран 4 снят, чтобы было видно короткозамыкатель 5 и центральной полосок 2 с механической опорой 3. Образец помещается между центральным полоском 2 и основанием ячейки 1 перпендикулярно плоскости рисунка

лять резонансы внутри него. Длинная ячейка была изготовлена специально для отработки калибровочной методики с двумя калибровочными образцами, см. ниже.

При измерении исследуемый и калибровочный образцы были помещены в полосковую ячейку между центральным полоском и основанием ячейки вплотную к короткозамыкателю. Длина образца $l_{обр}$ должна превышать ширину земляной плоскости ячейки $w_{яч}$. Для подавления полуволнового резонанса на длине образца в случае образцов с низким омическим сопротивлением образец механически прижимается к земляному электроду.

Измерения были проведены при помощи векторных анализаторов цепей *HP 8753A* и *HP 8720* в диапазоне частот 30 КГц–8 ГГц. Типичный размер образца составлял 0,5мм×5мм×30мм.

Калибровочная процедура с одним калибровочным образцом. Рассмотрим упрощённую процедуру калибровки, позволяющую определить два из трёх коэффициентов в формуле Мейсона (1.11), W_1 и W_2 с использованием калибровочного образца, значения материальных параметров которого, $\mu_{этал}$ и $\varepsilon_{этал}$, известны. При условии отдельной калибровки питающего тракта, коэффициент W_3 играет заметную роль лишь в окрестности резонанса измерительной ячейки. В качестве калибровочного использовали образец листового КМ, магнитная проницаемость которого была измерена коаксиальным методом, см. подраздел 1.2.

Согласно формуле Мейсона, измеренные значения КО от пустой ячейки, $R_{пуст}$, ячейки с калибровочным образцом, $R_{калибр\_изм}$, и ячейки с исследуемым образцом, $R_{обр\_изм}$, равны

$$R_{калибр\_изм} = W_1 + W_2 R_{калибр\_ист} \big/ \left(1 - W_3 R_{калибр\_ист}\right), \tag{1.32}$$

$$R_{пуст} = W_1 - W_2 \big/ \left(1 + W_3\right). \tag{1.33}$$

$$R_{обр} = W_1 + W_2 R_{обр\_ист} \big/ \left(1 - W_3 R_{обр\_ист}\right) \tag{1.34}$$

где $R_{обр\_ист}$ и $R_{калибр\_ист}$ – истинные КО от измеряемого и калибровочного образцов, соответственно. Объединяя (1.32)–(1.34), получим

$$\frac{R_{обр\_изм} - R_{пуст}}{R_{калибр\_изм} - R_{пуст}} = \frac{R_{обр\_ист} + 1}{R_{калибр\_ист} + 1} \times \frac{1 - W_3 R_{калибр\_ист}}{1 - W_3 R_{обр\_ист}} \tag{1.35}$$

Если размеры и магнитные проницаемости измеряемого и калибровочного образцов не велики, а частота не слишком высока, то $R_{калибр\_изм} \sim -1$ и $R_{обр\_изм} \sim -1$ и (1.35) можно переписать в виде

$$\frac{R_{\text{обр\_изм}} - R_{\text{пуст}}}{R_{\text{калибр\_изм}} - R_{\text{пуст}}} = \frac{R_{\text{обр\_ист}} + 1}{R_{\text{калибр\_ист}} + 1} \times \left(1 + \frac{W_3}{1 + W_3} (R_{\text{обр\_ист}} - R_{\text{калибр\_ист}}) \right). \quad (1.36)$$

Видно, что при указанных выше условиях последним слагаемым в скобке в правой части (1.36) можно пренебречь. Таким образом, частичная калибровка учитывает только коэффициенты W_1 и W_2. Вклад коэффициента W_3 пропорционален разности измеряемого и калибровочного КО. Кроме того, погрешность, вызванная сделанным пренебрежением, пропорциональна отличию W_3 от минус единицы, т.е., резко возрастает там, где существенны резонансные явления в ячейки. Наименьшей из этих частот, как правило, является частота резонанса ячейки, на которой $l_{\text{яч}} \sim \lambda/4$.

Рассмотрение секции полосковой линии с помещённым в неё измеряемым образцом как ПСС [692] позволяет ввести для этой среды эффективные материальные параметры, $\varepsilon_{\text{эфф}}$ и $\mu_{\text{эфф}}$, связанные с материальными параметрами образца как:

$$\mu_{\text{эфф}} = 1 + \left(\mu_{\text{обр}} - 1\right) h_{\text{обр}} / h_{\text{яч}}, \qquad \varepsilon_{\text{эфф}} = h_{\text{яч}} / \left(h_{\text{яч}} - h_{\text{обр}} + h_{\text{обр}} / \varepsilon_{обр} \right) \quad (1.37)$$

где $h_{\text{яч}}$ – зазор полосковой линии, $h_{\text{обр}}$ – толщина образца; аналогичные соотношения записываются для эталонного образца. Если интерференция в образце мала (что справедливо, так как её наличие привело бы к необходимости учёта резонанса в ячейке) при этом связь эффективной проницаемости с КО от секции ячейки задаётся формулой (5.6), что исключает из рассмотрения диэлектрическую проницаемость образца, то для магнитной проницаемости образца получим

$$\mu_{\text{обр}} = 1 + \left(\mu_{\text{калибр}} - 1\right) \frac{R_{\text{обр\_изм}} - R_{\text{пуст}}}{R_{\text{калибр\_изм}} - R_{\text{пуст}}} \frac{d_{\text{калибр}}\ h_{\text{калибр}}}{d_{\text{обр}}\ h_{\text{обр}}}. \quad (1.38)$$

Уравнение (1.35) является точным, а (1.38), применяемое для частичной калибровки, – приближённым. Если измерительный тракт до коаксиально-полоскового перехода не откалиброван отдельно, пренебрежение W_3 приводит к появлению колебаний на измеренных частотных зависимостях магнитной проницаемости. Амплитуда этих колебаний тем выше, чем выше различие между КО от исследуемого и калибровочного образцов, $R_{\text{обр}}$ и $R_{\text{калибр}}$. Если ячейка достаточно коротка, то период колебаний может оказаться близким к ширине линии магнитного поглощения, что может привести к искажению измеренной частотной зависимости проницаемости, см. ниже. Поэтому выбор калибровочного образца существенно влияет на точность измерений. Будем предполагать, что $|R_{\text{обр\_ист}} - R_{\text{калибр\_ист}}| \le 0{,}2$, отметив, что близость КО от двух различных образцов трудно обеспечить в широком диапазоне частот.

При $l_{\text{обр}} >> w$ измеренное таким образом значение магнитной проницаемости образца $\mu_{\text{обр}}$ равно истинной магнитной проницаемости материала μ. При меньших длинах образца $\mu_{\text{обр}}$ может отличаться от истинного значения за счёт размагничивания, и это отличие тем больше, чем короче образец и выше его магнитная проницаемость. Влияние размагничивания на измеряемые свойства образца может быть учтено с использованием форм-фактора образца N, см. раздел 2:

$$\mu_{\text{обр}} = 1 + \frac{\mu_{\text{обр\_ист}} - 1}{1 - N\left(\mu_{\text{обр\_ист}} - 1\right)}. \quad (1.39)$$

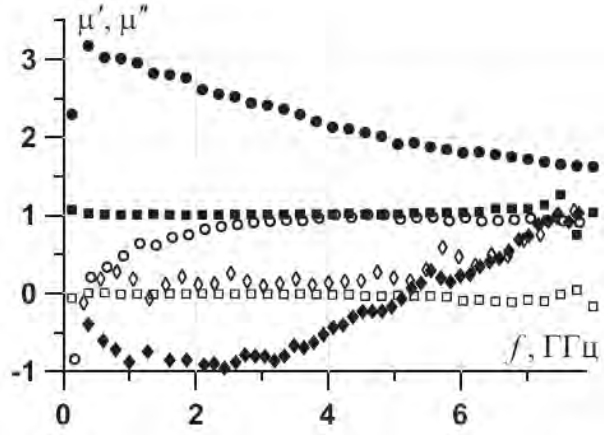


Рисунок 1.11 – Измеренная частотная зависимость магнитной проницаемости КМ с наполнением 20% карбонильного железа (размер образца 0,15мм×6мм×50мм, круги), ситалловой пластины (размер 0,5мм×5мм×50 мм, квадраты) и полоски алюминиевой фольги (размер 0,02мм×10мм×50 мм, наклеена на лавсановую плёнку толщиной 120 мкм, ромбы). Зачернённые точки – действительная часть, пустые точки – мнимая часть магнитной проницаемости

В (1.39) $\mu_{\text{обр\_ист}}$ – истинное значение магнитной проницаемости образца, $\mu_{\text{обр}}$ – значение, полученное в результате измерения, например, с использованием (1.38), N – форм-фактор образца, который может быть рассчитан по (2.2), где a_x, a_y, a_z – линейные размеры образца. Отметим, что описание образца в форме призмы вписанным эллипсоидом даёт только приближенное значение форм-фактора, см. подраздел 2.1, обсуждение после формулы (2.4). С другой стороны, форма образца в полосковых измерениях обычно такова, что размагничивание влияет на результат измерения только при очень высоких значениях измеряемой магнитной проницаемости.

Результаты измерений с одним калибровочным образцом. На рис. 1.11 показаны измеренные частотные зависимости магнитной проницаемости для образцов с известными свойствами, а именно КМ с наполнением 20% об. карбонильного железа, ситалловой пластины (ε=8, μ=1) и полоски алюминиевой фольги (ε=i×∞, μ=0), наклеенной на лавсановую подложку толщиной 120 мкм. Данные получены на «короткой» ячейке. Из рисунка виден рост магнитной проницаемости с частотой для ситалла и фольги, связанный с неучётом их диэлектрической проницаемости при использовании (1.38); процедура такого учёта описана ниже. Шумовая ошибка измерения определяется произведением магнитной восприимчивости образца на его сечение в плоскости поперёк линии, G=(μ–1)S; будем называть эту величину коэффициентом усиления магнитного потока (*permeance factor* [714]). Чем ниже G, тем ниже чувствительность измерения.

Предложенный метод работоспособен только на частотах ниже собственной резонансной частоты измерительной ячейки; следовательно, его рабочий диапазон такой же, что и при использовании обычных квазистатических методов обработки измеренных данных. Для ячейки длиной 12 мм эта частота составляет приблизительно 8 ГГц. Однако в пределах рабочего диапазона точность измерения увеличивается вследствие частичного учёта собственного отражения от коаксиально-волноводного перехода. Кроме того, использование калибровочного образца ослабляет требования к калибровке питающего тракта, что снижает трудоёмкость измерений.

Использование двух калибровочных образцов. Ниже приведено обобщение описанного выше подхода, позволяющее определить все три неизвестных коэффициента в (1.11). Для определения трёх неизвестных W_1, W_2 и W_3 необходимы три измерения комплексного КО. Для

неразборной ячейки в качестве таких измерений могут быть выбраны измерение КО от пустой ячейки, $R_{\text{пуст}}$, и от ячейки с двумя взаимно-дополнительными калибровочными образцами, $R_{\text{калибр1\_изм}}$ и $R_{\text{калибр2\_изм}}$. Связь измеренных величин с истинными значениями КО записывают аналогично (1.32)–(1.34). Решение полученной системы уравнений относительно W_3 имеет вид

$$W_3 = \frac{1}{R_{\text{калибр2\_изм}}} \frac{1 - \dfrac{R_{\text{калибр2\_изм}} - R_{\text{пуст}}}{R_{\text{калибр1\_изм}} - R_{\text{пуст}}} \dfrac{R_{\text{калибр1\_изм}} + 1}{R_{\text{калибр2\_изм}} + 1}}{\dfrac{R_{\text{калибр1\_изм}}}{R_{\text{калибр2\_изм}}} - \dfrac{R_{\text{калибр2\_изм}} - R_{\text{пуст}}}{R_{\text{калибр1\_изм}} - R_{\text{пуст}}} \dfrac{R_{\text{калибр1\_изм}} + 1}{R_{\text{калибр2\_изм}} + 1}}. \quad (1.40)$$

Подставляя это значение в (1.35), получим уравнение, связывающее измеренный и истинный КО от образца, где $R_{\text{калибр\_ист}}$ – расчётный КО от любого из калибровочных образцов.

Метод анализа измеренных данных был доработан также для точного учёта резонансов на размерах образца, что вызвало необходимость учёта также и вклада диэлектрической проницаемости образца ε. Интерференционный резонанс в частично заполненной секции полосковой линии был учтён, как описано в [378, 439, 555]. Резонансы на других размерах образца могут привести к ложным пикам поглощения и должны либо быть подавлены, либо находиться за пределами измеряемого диапазона частот. Для учёта резонанса на размере образца, параллельном волновому вектору, вместо приближённого расчёта КО (5.6) использован точный расчёт по формулам (1.1) и (1.2), что позволяет также учесть вклад в измеряемый сигнал от ε и от зазора между образцом и короткозамыкателем ячейки. Эффективные материальные параметры отрезка ячейки с образцом определяются формулами (1.37); из второй из них видно, что диэлектрическая проницаемость слабо влияет на результат измерения, поэтому при расчёте могут быть использованы её приближённые значения [439]. Поэтому для определения магнитной проницаемости достаточно одного измерения КО даже при наличии резонансных эффектов. Вблизи частоты резонанса заполненной секции вклад ε может стать существенным. Отметим, что произвольное расположение образца, предложенное в [301], усложняет расчёты, так как импеданс нагрузки определяется также и шириной зазора между образцом и короткозамыкателем, снижает рабочую частоту, так как резонансный размер включает и ширину этого зазора, а также уменьшает точность измерений, так как величина ε в расчётах учитывается лишь приближённо.

Если измеряемый образец ФМ плёнки характеризуется малым значением G, то вклад диэлектрической проницаемости подложки, на которую он нанесен, в измеряемый КО может превышать вклад магнитной проницаемости плёнки. В этом случае диэлектрическую проницаемость подложки можно оценить численно, минимизировав измеряемую кажущуюся магнитную восприимчивость пустой подложки.

Рассмотрим проблему выбора калибровочных образцов. Для повышения точности измерения их размеры и свойства должны быть связаны между собой. Пара калибровочных образцов должна обеспечить комплексные КО $R_{\text{калибр1}}$ и $R_{\text{калибр2}}$, заметно различающиеся во всей измеряемой полосе частот; в противном случае возникают частоты, где W_3 определяется с высокой погрешностью, как следует из (1.40). Чем больше разность фаз и выше ослабление, тем точнее

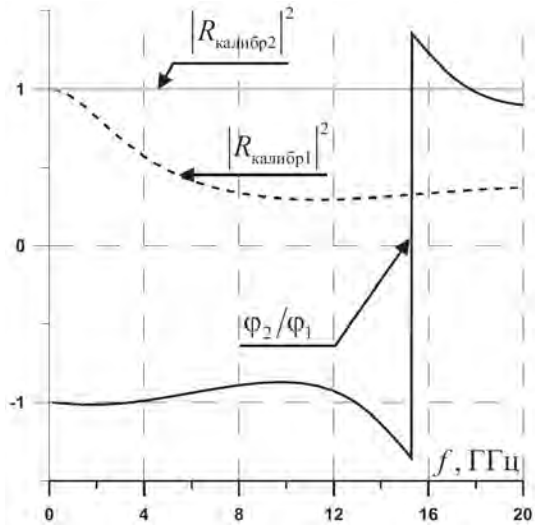


Рисунок 1.12 – Рассчитанная частотная зависимость КО по мощности $|R_{калибр1\_ист}|^2$ (пунктирная линия) и $|R_{калибр2\_ист}|^2$ (серая линия) и отношение фаз отражения φ_2/φ_1 (сплошная черная линия) 5 мм секции ячейки с полоской из композита с 20% об. карбонильного железа толщиной 0,5 мм (калибровочный образец 1) и полоской *Al* толщиной 1 мм (калибровочный образец 2).

определяются *S*-параметры неоднородности. Для электрически тонких образцов, т.е., на низких частотах, модуль КО близок к единице в любом случае, а наибольшая разность фаз реализуется, когда фазы КО близки к противоположным. Такую разность фаз можно получить в широкой полосе частот для образцов с одинаковой электрической толщиной и обратным характеристическим импедансом. При этом фазы отражения имеют одинаковую частотную дисперсию, и разница между ними сохраняется вплоть до частот размерных резонансов.

Калибровочный образец с потерями должен иметь частотную зависимость КО, близкую к зависимости для исследуемого образца, хотя это условие и является менее строгим, чем в случае частичной калибровки с одним калибровочным образцом. В качестве калибровочного образца с потерями можно выбрать КМ, наполненный карбонильным железом. Такие материалы имеют относительно равномерное поглощение в широкой полосе частот [147] и обеспечивают выполнение условия $\mathrm{Re}\left(\sqrt{\mu/\varepsilon}\right)_{калибр1}>1$, если образец частично заполняет зазор полосковой линии.

Второй калибровочный образец должен обеспечить $\mathrm{Re}\left(\sqrt{\mu/\varepsilon}\right)_{калибр2}<1$. Это может выполняться для полоски из немагнитного металла, который близок к идеальному диамагнетику, если толщина металла существенно превышает толщину скин-слоя. Ширина калибровочных образцов должна быть выбрана так, чтобы получить примерно одинаковые электрические толщины для обоих образцов в пределах измеряемого диапазона частот. Толщины калибровочных образцов выбирают так, чтобы получить близкие обратные характеристические импедансы заполненных секций полосковой линии, $\mathrm{Re}\left(\sqrt{\mu/\varepsilon}\right)_{калибр1} \approx \mathrm{Re}\left(\sqrt{\varepsilon/\mu}\right)_{калибр2}$.

На рис. 1.12 представлена рассчитанная частотная зависимость для КО по мощности и отношения фаз КО от короткозамкнутой секции полосковой линии с полоской КМ, содержащего 20 % об. карбонильного железа (калибровочный образец № 1, размер образца 0,5×5×30 мм^3), и с полоской алюминия (калибровочный образец № 2, размер образца 1×5×30 мм^3). СВЧ свойства КМ с карбонильным железом измерены с использованием метода, описанного в подразделе 1.2. Легко видеть, что выбранная пара взаимно дополняющих (по фазе отражения) образцов подходит для калибровки неоднородностей ячейки в полосе частот приблизительно до 14 ГГц.

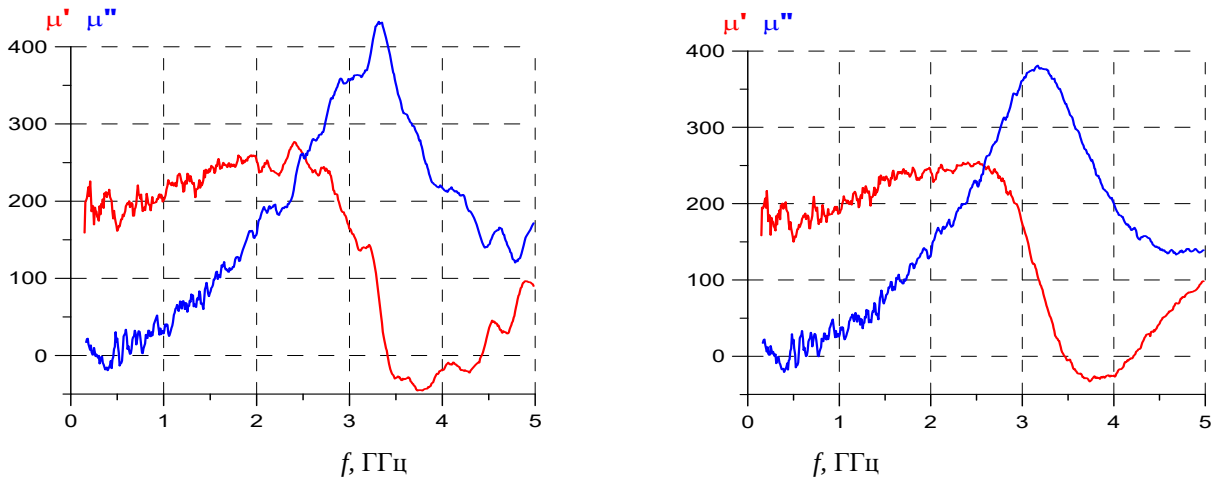


Рисунок 1.13 – Измеренная полосковым методом частотная зависимость действительной (красные линии) и мнимой (синие линии) частей эффективной магнитной проницаемости многослойной плёнки Fe при использовании одного калибровочного образца (слева) и двух калибровочных образцов (справа)

На частотах вблизи четвертьволнового резонанса на ширине образца, КО секции с металлической полосой становится очень чувствительным к неточности геометрии, в частности, к неточности установки образца в ячейку. На более высоких частотах фазы КО сближаются, образцы перестают дополнять друг друга, и точность калибровки становится неудовлетворительной. В НЧ части диапазона калибровка эффективна, пока разность фаз КО для пустой ячейки и ячейки с образцами выше точности измерения анализатора цепей.

Проверочные измерения. Рисунок 1.13 показывает измеренную частотную зависимость магнитной проницаемости многослойной плёнки Fe, состоящей из пяти слоев толщиной 0,07 мкм каждый, разделённых прослойками SiO_2 толщиной 0,03 мкм и нанесённых на ситалловую подложку. Технология изготовления плёнок описана в разделе 2. На левом графике приведен результат измерения на «короткой» измерительной ячейке с использованием частичной калибровки с одним калибровочным образцом. Правый график получен на «длинной» ячейке при калибровке с двумя калибровочными образцами. Видно, что оба измерения дали близкие результаты. При частичной калибровке неучтённые резонансные переотражения в ячейке и подводящем тракте приводят к погрешности, проявляющейся в виде волнообразного изменения измеренных величин в области частот выше ФМР. Для данного образца измеряемый КО достаточно сильно отличается от единицы и вклад переотражений в измеряемый сигнал незначителен.

Шумовые колебания магнитной проницаемости, наблюдаемые в НЧ области, связаны с погрешностями измерения малых фазовых сдвигов, так как размер калибровочного образца определяется компромиссом между точностью измерения и шириной рабочего диапазона частот. Погрешность возникает также и из-за неточности задания параметров калибровочных образцов. Чем больше размер образцов, тем выше точность измерения на низких частотах, но, как следует из рис. 1.12, тем ниже частота отсечки, выше которой калибровочные образцы престают дополнять друг друга, так как их фазы отражения становятся близкими.

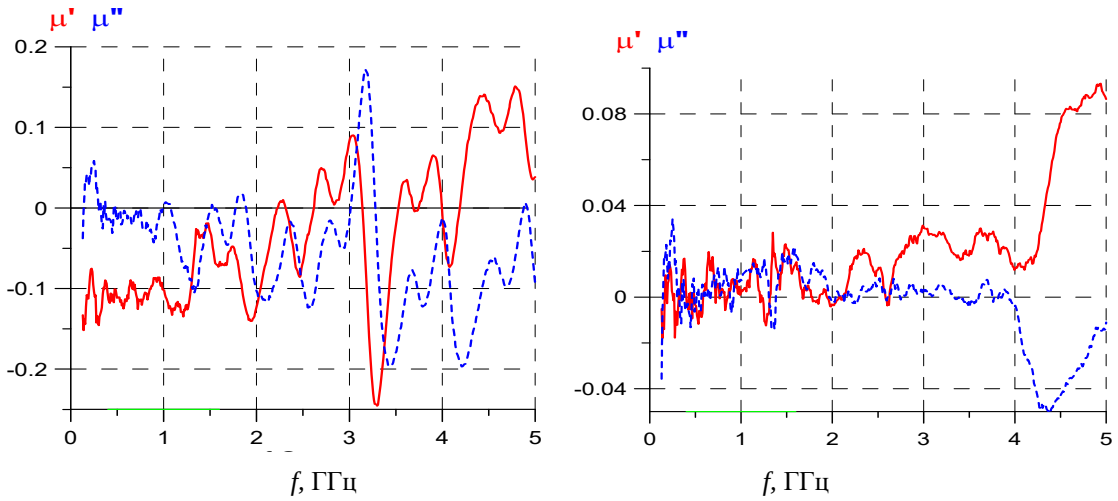


Рисунок 1.14 – Измеренная частотная зависимость действительной (красные линии) и мнимой (синие линии) частей эффективной магнитной проницаемости полоски алюминиевой фольги при использовании одного калибровочного образца (слева) и двух калибровочных образцов (справа)

Повышение точности становится существенным для образцов с низким магнитным откликом, там, где коэффициент умножения магнитного потока G близок к чувствительности установки [620]. На рис. 1.14 представлены результаты измерений проницаемости образца алюминиевой фольги 0,3мм×7мм×35 мм; для этого образца измеряемый эффект обусловлен не ферромагнетизмом, а диамагнетизмом, возникающим вследствие скинирования: эффективная магнитная проницаемость образца близка к нулю. Измеряемый сигнал слаб, и погрешность, возникающая вследствие неполноты калибровки, хорошо видна на левом графике. Она проявляется в виде осцилляций проницаемости с периодом, обратным расстоянию между короткозамыкателем и коаксиально-полосковым переходом, т.е., расстоянием между основными неоднородностями в ячейке. Амплитуда осцилляций тем выше, чем больше разница между КО исследуемого и калибровочного образцов. Проведение полной калибровочной процедуры снижает ошибку измерения приблизительно в пять раз. Приведённые данные позволяют оценить чувствительность метода.

Проведение полной калибровки, снижая основной вклад в погрешность измерений, обнаруживает другие составляющие измерительной ошибки. На правом графике хорошо видно отклонение измеренной магнитной проницаемости от нуля в частотном диапазоне между 4 и 5 ГГц. Эта погрешность связана с влиянием дипольного резонанса на длине проводящей полоски фольги; её наличие свидетельствует об ограничении на верхнюю рабочую частоту разработанного метода калибровки, так как в качестве одного из калибровочных образцов применяется именно полоска проводящей фольги.

Влияние диэлектрической проницаемости образца ε на измеренную магнитную проницаемость проиллюстрировано рис. 1.15. Данные получены из измерения немагнитного образца ситалла при различных предположениях о величине ε. Видно, что ошибка измерения магнитной проницаемости растёт с частотой. Таким образом, пренебрежение вкладом ε, т. е., пренебреже-

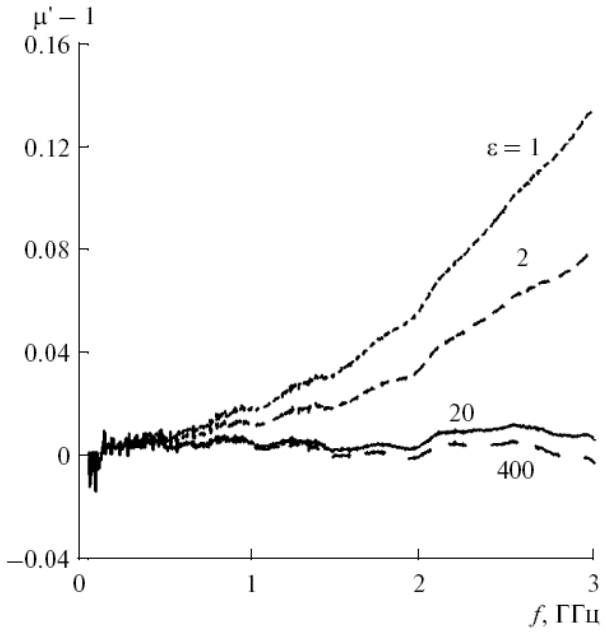


Рисунок 1.15 – Влияние диэлектрической проницаемости на измеряемую частотную зависимость магнитной проницаемости образца ситалла шириной 8 мм. Кривые – частотные зависимости магнитной восприимчивости образца, полученные из измерения в полосковой линии в предположении ε=1, 2, 20, 400

ние резонансом в секции полосковой линии, содержащей образец, приводит к погрешности. Эта погрешность особенно велика, если тонкий магнитный образец измеряется вместе с толстой подложкой. Тогда диэлектрический отклик от неё может превышать магнитный отклик от тонкого образца. Сравнение данных для различных величин ε на рис. 1.15, показывает, что влияние её величины на результат измерения магнитной проницаемости невелико, поэтому приближённый учёт вклада от диэлектрической проницаемости оправдан.

Ошибки, связанные с влиянием ε, проявляются как отклонение измеренной проницаемости на высоких частотах от единицы и легко устраняются выбором подходящего значения ε. Влияние ε и диэлектрических потерь на измеренные значения магнитных потерь в случае используемых на практике подложек (стекло, керамика, полимеры, металлы) мало.

На рис. 1.16 показаны результаты измерения ферритового стержня, имеющего размер 1×2×40 мм, вместе с результатами коаксиального измерения образца того же материала. На данных коаксиальных измерений практически отсутствуют шумовые колебания потому, что они получены для шайбы, которая имеет в два раза большую толщину по сравнению со стержнем, образует замкнутый магнитный сердечник и полностью заполняет сечение коаксиальной ячейки. Из рисунка видно также, что метод с двумя калибровочными образцами характеризуется достаточно высокой НЧ погрешностью; причиной этого является низкий коэффициент усиления магнитного потока полоски фольги, применённой в качестве второго калибровочного образца.

Для калибровки с одним калибровочным образцом различие между результатом полоскового и коаксиального измерения велико; при использовании двух калибровочных образцов оба метода хорошо согласуются друг с другом. Таким образом, неполная калибровка может приводить к сильному искажению измеренной частотной зависимости магнитной проницаемости. Причина этого в том, что пик магнитных потерь материала расположен на частотах вблизи собственного резонанса измерительной ячейки, который искажает измеренные данные и не может быть отселектирован из-за низкой добротности и малой амплитуды измеряемого сигнала.

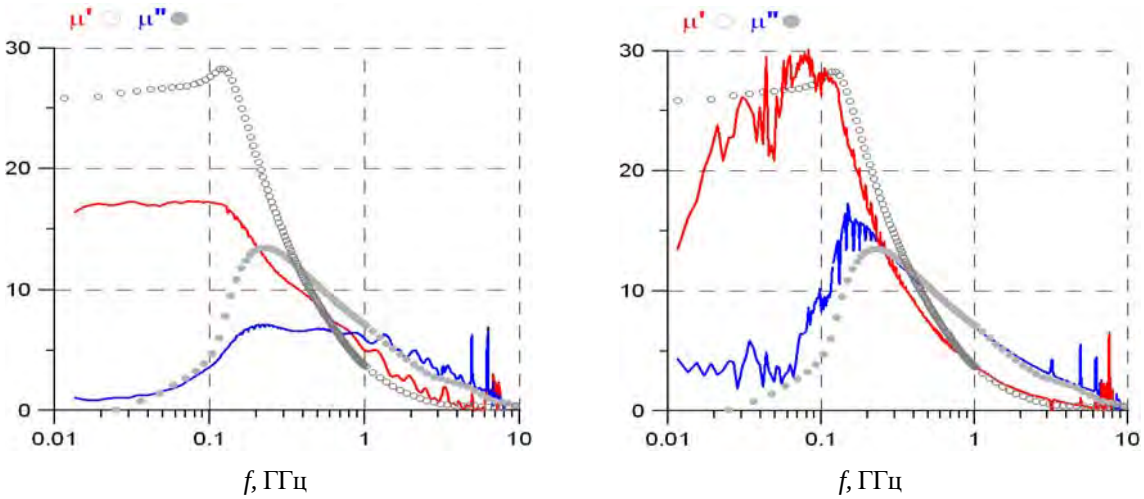


Рисунок 1.16 – Результат измерения частотной зависимости эффективной магнитной проницаемости никель-цинкового феррита ВН-30. Красные линии – действительная часть, синие линии – мнимая часть проницаемости, полученные полосковым методом для образца в форме стержня размером 1мм×2мм×40 мм. Слева – измерение с одним калибровочным образцом, справа – с двумя калибровочными образцами. Точки – данные измерений в коаксиальной линии для шайбы толщиной 5 мм, выточенной из того же феррита

Описанный выше полосковый метод был также использован с включением в измерительный тракт сильной неоднородности, так чтобы тракт вместе с измерительной ячейкой можно было рассматривать как измерительный резонатор. Это позволило значительно увеличить чувствительность измерения магнитной проницаемости на низких частотах [620].

1.4 Квазиоптический скалярный метод измерения СВЧ диэлектрической проницаемости листовых материалов [#]

Для измерения диэлектрической проницаемости листовых образцов в диапазоне частот 2,5–25 ГГц был разработан квазиоптический метод, основанный на измерении скалярного КО от образца с расположенным на некотором расстоянии сзади него металлическим экраном. Магнитную проницаемость образца считали тождественно равной единице. Достоинствами метода являются проведение измерений с использованием скалярного рефлектометра и возможность исследования образцов, характеризующихся высокими значениями диэлектрической проницаемости и тангенса диэлектрических потерь, что нередко встречается в неоднородных материалах.

Рассмотрим диэлектрический слой, имеющий толщину $d_{сл}$ и диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{сл}$; слой расположен на расстоянии $d_д$ перед металлическим экраном. Если оптическая толщина образца мала, $|\eta|<<1$, и, кроме того, $|\varepsilon_{сл}|>>1$, комплексный КО для всей структуры вблизи интерференционного резонанса имеет вид, см. подробнее в разделе 5:

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon_д} + \left(2\pi d_{сл}\varepsilon_{сл}/\lambda + \mathrm{i}\right)\mathrm{tg}\left(2\pi d_д\sqrt{\varepsilon_д}/\lambda\right)}{\sqrt{\varepsilon_д} + \left(2\pi d_{сл}\varepsilon_{сл}/\lambda - \mathrm{i}\right)\mathrm{tg}\left(2\pi d_д\sqrt{\varepsilon_д}/\lambda\right)}. \qquad (1.41)$$

В (1.41) символом $\varepsilon_д$ обозначена диэлектрическая проницаемость среды между образцом и металлическим экраном; в случае воздуха, $\varepsilon_д$=1.

При изменении расстояния $d_д$ возникают интерференционные минимумы КО. Обозначим величину модуля КО в интерференционном минимуме через R_0, а расстояние между образцом и экраном, при котором наблюдается минимум – через $d_{д0}$. Выражения для R_0 и $d_{д0}$ легко получить из (1.41):

$$\frac{2\pi d_{сл}\varepsilon''_{сл}}{\lambda} = \frac{1 \pm R_0}{1 \mp R_0}, \qquad \mathrm{ctg}\left(\frac{2\pi d_{д0}}{\lambda}\right) = \frac{2\pi d_{сл}\varepsilon'_{сл}}{\lambda}. \qquad (1.42)$$

Уравнения (1.42) могут быть использованы для определения комплексной диэлектрической проницаемости образца из измеренных значений R_0 и $d_{д0}$. Для того чтобы избежать ограничения на оптическую толщину образцов и снизить случайную погрешность эксперимента, проводили измерения модуля КО $R_{изм}$ при n расстояниях $d_{д,j}$ между образцом и экраном в окрестности $d_{д0}$. После этого диэлектрическую проницаемость образца находили при помощи метода наименьших квадратов, путем минимизации целевой функции

$$\upsilon\left(\varepsilon'_{сл}, \varepsilon''_{сл}\right) = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}\left[\frac{R_{расч}\left(d_{д,j}, \varepsilon'_{сл}, \varepsilon''_{сл}\right) - R_{изм}\left(d_{д,j}\right)}{\delta R_{изм}\left(d_{д,j}\right)}\right]^2. \qquad (1.43)$$

Величина υ характеризует расхождение между измеренными значениями модуля КО $R_{изм}(d_{д,j})$ и значениями модуля КО $R_{расч}(d_{д,j}, \varepsilon_{сл}', \varepsilon_{сл}'')$, рассчитанными при тех же значениях $d_{д,j}$ и заданных

[#] Материал подраздела опубликован в [391]

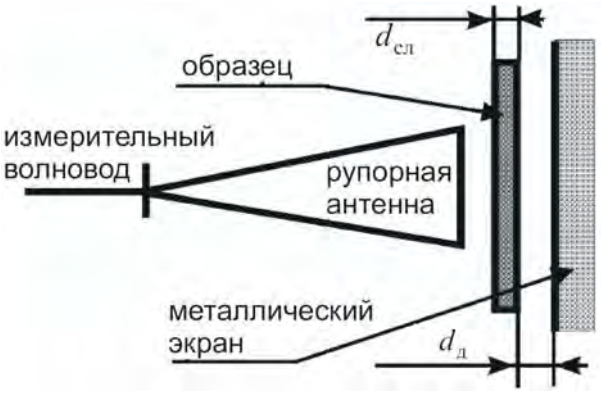


Рисунок 1.17 – Принципиальная схема измерения СВЧ диэлектрической проницаемости листовых материалов скалярным квазиоптическим методом

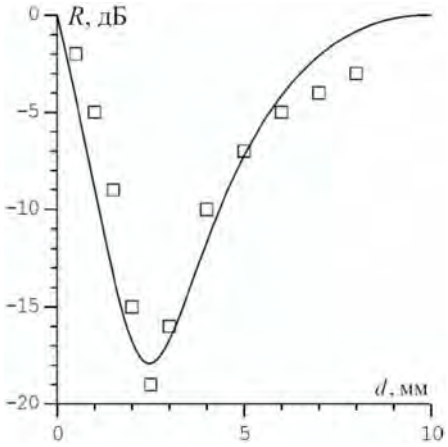


Рисунок 1.18 – Типичная измеренная зависимость $R_{изм}(d_j)$ (точки) и её аппроксимация, полученная минимизацией функции (1.43) (линия)

значениях диэлектрической проницаемости слоя. Через $\delta R_{изм}(d_{д,j})$ в (1.43) обозначена погрешность измерения КО. На основании опыта измерений абсолютная погрешность измерения КО была принята равной ±1 дБ, а относительная – ±10% (при выражении КО в дБ). Для минимизации (1.43) был использован двумерный алгоритм оптимизации Недлера–Мида, см. раздел 5, с использованием выражений (1.42) в качестве начальной точки.

Схема измерительной установки показана на рис. 1.17. Для измерения КО были использованы стандартные панорамные измерители КСВН и отражения серии *P2*, а также пирамидальные рупорные антенны с размером выходной апертуры (3…5)×λ. При измерении образец располагался вплотную к апертуре рупорной антенны, что позволило упростить используемое оборудование, в частности, избежать необходимости использования безэховой камеры, а также пренебречь дифракцией на краях образца.

Основными неоднородностями в рассматриваемой геометрии измерения, вызывающими погрешность измерений, являются отражения от горла и выходной апертуры рупора. В силу достаточно большой длины использованных рупорных антенн (50 см), отражение от горла прямоугольного рупора проявляется в виде колебаний на измеряемой частотной зависимости КО, имеющих малый период. Этот вклад может быть усреднен, как в методе интерферометра на основе длинной линии. Модуль КО от выходной апертуры рупора, $R_{руп}$, имеющей размер l_E вдоль вектора электрического поля и l_H вдоль вектора магнитного поля, равен [498]

$$\left|R_{\text{руп}}\right| = \left(4\pi \frac{l_E}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2l_H} \right)^2} \right). \qquad (1.44)$$

Фазу КО (1.44) легко определить, если учесть, что выходная апертура рупора может быть рассмотрена как неоднородность, имеющая малую толщину по сравнению с длиной волны и не имеющая потерь. Хорошо известно, что для таких неоднородностей амплитуда и фаза КО однозначно связаны между собой. Эта связь следует из закона сохранения энергии и условия равенства между собой полей на границах тонкого образца; она может быть получена, например, из первого уравнения (1.21) в предположении, что ε и μ – действительные числа. Также легко показать, что при малых значениях модуля КО в такой структуре его фаза близка к $\pi/2$. Учитывая, что при измерении образец находится вблизи выходной апертуры рупора, вклад апертуры в измеряемый КО легко учитывается.

На рис. 1.18 показана типичная измеренная зависимость $R_{\text{изм}}(d_{\text{д},j})$ и её аппроксимация, полученная минимизацией функции (1.43). На рисунке заметно расхождение между аппроксимирующей и измеренной зависимостями. Основным источником погрешности измерения, вызывающим это расхождение, является кривизна волнового фронта, излучаемого рупорной антенной. При условии, что размер выходной апертуры рупора превышает 3λ, величина этой погрешности может быть оценена как ±10% для обеих частей измеряемой диэлектрической проницаемости. Исключением является случай измерения низких значений действительной части диэлектрической проницаемости ($\varepsilon_{\text{сл}}'\sim1$), когда погрешность измерения ε' может доходить до ±1 при малой толщине образца.

Метод был использован при исследовании диэлектрической проницаемости КМ, содержащих проводящие волокна, см. подраздел 4.2. Была также реализована модификация метода, использующего измерения образца, помещённого в прямоугольный волновод с сечением 72×34 мм^2 [55]. Нижняя рабочая частота таких измерений составляла 2 ГГц. Применение методики с использованием калибровочного образца, аналогичной описанной в подразделе 1.3, позволило расширить верхнюю границу волноводных измерений до 12 ГГц. Показано, что возможное возбуждение высших мод в волноводе не влияет на результат измерения.

1.5 Измерение диэлектрической проницаемости листовых образцов при помощи резонатора с разрезом [#]

Ниже описан резонатор, применённый для измерения диэлектрической проницаемости листовых КМ с проводящими волокнами в диапазоне частот 0,15–1,05 ГГц. Для того чтобы устранить погрешность, связанную с неплотным прилеганием образца к краям линии передачи, образец был помещён в сквозной разрез в резонаторе на основе коаксиальной линии. Наличие разреза слабо сказывается на результате измерения диэлектрической проницаемости, так как при таком измерении положение разреза совпадает с максимумом электрического поля в резонаторе и возмущение токов в стенках линии мало. Метод разработан для измерения диэлектрической проницаемости оптически тонких образцов ($|\eta|<<1$) с высокими значениями диэлектрической проницаемости ($|\varepsilon|>>1$), см. подраздел 4.2.

Экспериментальная установка. Был использован резонатор на двух идентичных короткозамкнутых отрезках коаксиальной линии, расположенных соосно, см. рис. 1.19. Радиус внешнего проводника линии составлял r_2=75 мм, внутреннего – r_1=22 мм, так что волновое сопротивление линии равнялось 75 Ом. Каждый из отрезков был снабжен фланцем шириной 20 мм; при измерении образец помещали в щель между фланцами, имевшую ширину несколько миллиметров. Общая длина резонатора составляла 1 м, что позволяло проводить измерения на четырёх диэлектрических модах в диапазоне частот от 0,15 до 1,05 ГГц в отсутствии погрешности измерения, связанной с резонансами высших типов волн в линии. Добротность резонатора составляла Q=300–800 в зависимости от моды.

Увеличенный поперечный размер линии даёт возможность исследовать с её помощью материалы, содержащие неоднородности (например, проводящие волокна) размером до нескольких миллиметров: поле в линии меняется слабо на таком размере, и взаимодействие ЭМВ с образцом не сильно отличается от случая падающей на образец бесконечной плоской волны. Кроме этого, то, что толщина разреза мала по сравнению с диаметром резонатора, позволило получить простое математическое выражение для учёта и коррекции погрешности измерения, возникающей вследствие наличия разреза.



Рисунок 1.19 – Внешний вид резонатора с разрезом

[#] Материал подраздела опубликован в [468]

Частотную зависимость модуля КП |*T(f)*| ЭМВ через резонатор измеряли при помощи скалярного панорамного измерителя КСВН и отражения *P2-73*. Коаксиальные выводы с петлей связи для связи резонатора с подводящим трактом были расположены на короткозамыкающих элементах резонатора. КП резонатора имеет максимум вблизи резонанса; этот максимум можно описать одним комплексным полюсом, так как нулей у частотной зависимости КП нет. Это приводит в лоренцевой частотной зависимости:

$$\left|T(f)\right|^2 \propto \left|f - \tilde{f}_{\text{рез}}\right|^{-2}, \quad \tilde{f}_{\text{рез}} = f_{\text{рез}}\left(1 + \mathrm{i}/(2Q)\right) \tag{1.45}$$

где $\tilde{f}_{\text{рез}}$ – комплексная резонансная частота, Q – добротность. Используя (1.45), $\tilde{f}_{\text{рез}}$ можно найти из измеренной частотной зависимости КП резонатора вблизи резонанса. Калибровочное измерение, проводимое с пустым резонатором, даёт резонансную частоту $\tilde{f}_{\text{рез}0}$. Затем в резонатор помещают образец, и резонансная частота смещается до значения $\tilde{f}_{\text{рез}1}$. Разность этих резонансных частот позволяет найти комплексную диэлектрическую проницаемость образца.

Определение комплексной резонансной частоты из измерения КП. Если частотная зависимость КП имеет вид (1.45), то для поиска комплексной резонансной частоты можно использовать метод наименьших квадратов [74]. Вводя переменные *v* и *w*, так что

$$v = f, \quad w = 1\Big/\left|T\right|^2, \tag{1.46}$$

получаем вместо (1.45) квадратное уравнение относительно *v*:

$$w = K_1 v^2 + K_2 v + K_3. \tag{1.47}$$

где

$$K_1 = 1/b^2, \quad K_2 = -2\,f_{\text{рез}}\big/b^2, \quad K_3 = f_{\text{рез}}^2\left(1 + 1\big/(2Q)^2\right)\big/b^2. \tag{1.48}$$

Отсюда комплексную резонансную частоту можно найти с использованием метода наименьших квадратов, см., напр., [37], решив систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} \alpha_2 K_1 + \alpha_1 K_2 + \alpha_0 K_3 &= \beta_0 \\ \alpha_3 K_1 + \alpha_2 K_2 + \alpha_1 K_3 &= \beta_1 \\ \alpha_4 K_1 + \alpha_3 K_2 + \alpha_2 K_3 &= \beta_2 \end{aligned} \tag{1.49}$$

где

$$\alpha_i = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} v_j^i, \quad \beta_i = \frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} w_j v_j^i, \tag{1.50}$$

а $\{v_j, w_j\}$, j=1…n – массив, пересчитанный из измеренных данных с использованием (1.46).

Способ определения комплексной резонансной частоты методом наименьших квадратов был позднее независимо предложен в [565].

Резонансная частота резонатора без разреза. Начнем с общего рассмотрения симметричного резонатора на основе произвольной линии передачи и выясним, как связан результат измерения КП через резонатор связан с КО и КП образца, не учитывая на этом этапе наличие разреза в резонаторе.

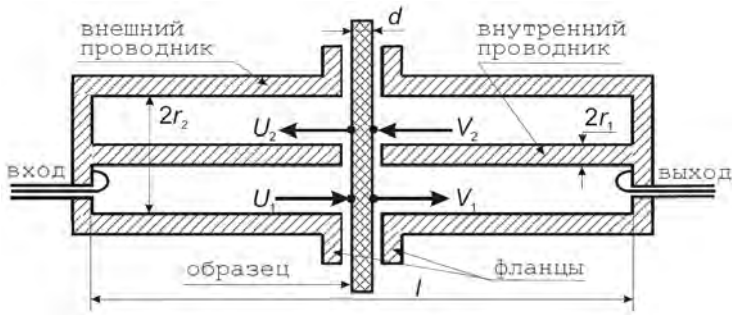


Рисунок 1.20 – Схема резонатора. Символами U_1, U_2, V_1, и V_2 обозначены амплитуды парциальных волн, распространяющихся в левой и правой частях резонатора.

Применим метод матрицы передачи для анализа распространения ЭМВ по симметричному резонатору на отрезке линии передачи. Схема резонатора приведена на рис. 1.20, где буквами U_1, U_2, V_1, и V_2 обозначены амплитуды парциальных волн, распространяющихся в левой и правой частях резонатора. Примем амплитуду волны, поступающей в резонатор, равной единице. Пусть образец характеризуется КО R и КП T. Также обозначим комплексный КП через одну половину резонатора через Г, $\Gamma=\exp(-i\pi fl/c)$, где l – длина резонатора. Величина Г включает в себя все потери энергии и фазовые сдвиги, связанные с отражением ЭМВ от короткозамыкателей резонатора. Пусть также оптическая толщина образца мала ($|\eta|<<1$), а добротность резонатора велика ($Q>>1$). Величины U_1, U_2, V_1, и V_2 связаны соотношениями:

$$U_1=\Gamma+U_2\Gamma^2,\quad V_1=U_1T+V_2R,\quad U_2=U_1R+V_2T,\quad V_2=V_1\Gamma^2. \tag{1.51}$$

КП резонатора пропорционален величине V_1, которая может быть найдена из (1.51) как:

$$V_1=\frac{\Gamma T}{\left(1-(R+T)\Gamma^2\right)\cdot\left(1-(T-R)\Gamma^2\right)}. \tag{1.52}$$

Два сомножителя в знаменателе (1.52) соответствуют двум резонансным модам. Если образец не обладает магнитными свойствами, то, как легко проверить, второй сомножитель в знаменателе правой части не изменяется при внесении образца в резонатор (при условии $|\eta|<<1$). Поэтому он соответствует магнитным модам резонатора, а первый сомножитель – диэлектрическим модам. Рассмотрим область частот вблизи диэлектрического резонанса и предположим, что добротность резонатора достаточно высока. Тогда частотная зависимость КП определяется, в основном, первым сомножителем в знаменателе (1.52), который обеспечивает резонансное пропускание. Частотной зависимостью, вносимой числителем и вторым сомножителем в знаменателе можно пренебречь, переписав КП в виде

$$T(f)\propto\frac{1}{\left(1-(R+T)\Gamma^2\right)}. \tag{1.53}$$

На комплексной резонансной частоте знаменатель равен нулю, что можно использовать для её нахождения. Это приводит к уравнению

$$\exp\left(-2\pi i\,\tilde{f}_{\text{рез}1}l/c\right)\cdot(R+T)=\exp\left(-2\pi i\,\tilde{f}_{\text{рез}0}l/c\right)\cdot(R_0+T_0)=\Gamma^{-2}, \tag{1.54}$$

где $R_0+T_0=\exp(-2\pi i\tilde{f}_{\text{рез}0}d/c)$ – сумма КО и КП для воздушного зазора ($\varepsilon=1$) толщиной d. Подстановка (1.21) в (1.54) с пренебрежением магнитной проницаемостью даёт после простых преобразований связь между комплексной диэлектрической проницаемостью образца толщиной d и из-



Рисунок 1.21 – К расчёту влияния разреза. Цифрами *1–4* обозначены поверхности, использованные при вычислении интеграла (1.56)

меренным относительным сдвигом комплексной резонансной частоты $\delta\tilde{f}_{\text{рез}}=(\tilde{f}_{\text{рез0}}-\tilde{f}_{\text{рез1}})/\tilde{f}_{\text{рез0}}$:

$$\varepsilon = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi\tilde{f}_{\text{рез0}}}{c}\,d\left(1+\frac{L}{d}\,\delta\tilde{f}_{\text{рез}}\right)\right)\Bigg/\left(\frac{\pi\tilde{f}_{\text{рез1}}}{c}\,d\right) \qquad (1.55)$$

Если сдвиг резонансной частоты мал по сравнению с расстоянием между соседними резонансными частотами, а толщина образца мала по сравнению с длиной волны, (1.55) переходит в известный результат метода малых возмущений (1.17).

Оценка влияния разреза. Сравним два случая, в первом из которых образец находится в неразрезанном резонаторе, рассмотренном в предыдущем пункте, а во втором образец помещён в сквозной разрез в резонаторе. Будем считать, что ширина разреза равна толщине образца d и мала по сравнению с длиной волны λ и поперечными размерами коаксиальной линии: $2\pi d/\lambda<<1$, $d/r_1<<1$, $d/(r_2-r_1)<<1$. Тогда можно предположить, что электромагнитное поле, соответствующее второму случаю, представляет собой малое возмущение поля, реализующегося в первом случае, и можно искать влияние разреза на R и T как поправку к этим величинам в неразрезанном резонаторе. Будем называть эти два случая невозмущённой и возмущённой задачей и обозначим соответствующие величины КО и КП через R, T и R', T', соответственно.

Связь между полями, реализующимися в этих двух случаях, можно получить, используя лемму Лоренца. Рассмотрим объём, занятый образцом в невозмущённой задаче. Он ограничен четырьмя поверхностями, обозначенными цифрами *1–4* на рис. 1.21. Применим лемму Лоренца [46] к полям, соответствующим двум рассматриваемым случаям:

$$\oint_{1+2+3+4}\left(\left[\vec{E}'\times\vec{H}\right]-\left[\vec{E}\times\vec{H}'\right]\right)d\vec{s} = K_1 + K_2 = 0\,. \qquad (1.56)$$

Интеграл в (1.56) равен нулю для любых двух полей, существующих в объёме, который ограничен поверхностью образца в резонаторе без разреза. Опять величины со штрихом соответствуют возмущённой задаче; величина K_1 обозначает результат интегрирования по поверхностям *1* и *2*, величина K_2 – результат интегрирования по поверхностям *3* и *4*. Невозмущённое электромагнитное поле на поверхностях *1* и *2* содержит только основную моду линии.

Для обеих задач, возмущённой и невозмущённой, рассмотрим падение основной волны, распространяющейся в резонаторе, на образец. Для возмущённой задачи будем разделять два случая (рис. 1.21 справа): (*а*) направление распространения ЭМВ в возмущённом и невозмущён-

ном случаях одинаково и (*б*) направление распространения ЭМВ в этих двух случаях противоположно. Так как невозмущённая ЭМВ на поверхностях *1* и *2* состоит только из основной моды, то, вследствие ортогональности мод, величина K_1 определяется только основною модой ЭМВ в возмущённой задаче, т.к. интегрирование высших мод даёт ноль. Описывая амплитуды основной моды эквивалентными напряжениями *v* и токами *i* [156, 404] получим из (1.56):

$$K_1 = \left(v_1' i_1 - v_1 i_1'\right) - \left(v_2' i_2 - v_2 i_2'\right), \tag{1.57}$$

где, как и раньше, штрих соответствует возмущённой задаче, а индексы «1» и «2» соответствуют поверхностям *1* и *2*. В предположении единичной амплитуды для падающих волн легко показать, что поля и токи в двух рассматриваемых случаях имеют следующие амплитуды:

$$\begin{aligned} &v_1 = 1 + R, \quad i_1 = 1 - R, \quad v_2 = T, \quad i_2 = T \\ &а) \quad v_1' = 1 + R', \quad i_1' = 1 - R', \quad v_2' = T', \quad i_2' = T' \\ &б) \quad v_1' = T', \quad i_1' = -T', \quad v_2' = 1 + R', \quad i_2' = -1 + R' \end{aligned} \tag{1.58}$$

Подставляя (1.58) в (1.57), получим:

$$K_1 = 2\left(R' - R\right) \;\text{ и }\; K_1 = 2\left(T' - T\right), \tag{1.59}$$

в зависимости от того, распространяется ли падающая на образец ЭМВ в возмущённой и невозмущённой задачах в одном направлении или в противоположных направлениях (случаи (*а*) и (*б*), соответственно).

Для определения K_2 рассмотрим разрез как радиальную линию передачи и будем искать поля, возбуждаемые в разрезе в виде суперпозиции мод радиальной линии. Так как толщина разреза мала, амплитуды полей высших мод пропорциональны $1/j^2$, где j – номер моды. Поэтому ограничимся рассмотрением только случаев j=0 и j=1, пренебрегая всеми высшими модами. Обозначим вклад нулевой и первой мод в (1.52) как K_{20} и K_{21}, соответственно. Так как для расчёта влияния разреза применен метод малых возмущений, разумно предположить, что угловые компоненты невозмущённого и возмущённого магнитных полей совпадают. Тогда из (1.52) легко получить следующие соотношения между параметрами возмущённой задачи:

$$а) \; K_2 = K_{20} + K_{21}; \qquad б) \; K_2 = -K_{20} + K_{21}. \tag{1.60}$$

Разлагая невозмущённое магнитное поле на моды радиальной линии, рассматривая опять случаи одинакового и противоположного направлений падения волны на образец в возмущённой и невозмущённой задачах и используя симметрию этих задач, легко получить из (1.56), (1.57) и (1.58), что

$$R' = R - K_{20}/2 - K_{21}/2, \quad T' = T + K_{20}/2 - K_{21}/2. \tag{1.61}$$

Т.е., поправка к величине R+T связана с эффектом первой моды радиальной линии: R'+T'=R+T–K_{21}. Для узкого разреза первая мода радиальной линии не распространяется и её отражением от внешнего края фланца можно пренебречь. Радиальное распределение поля первой модой в разрезе описывается функциями Бесселя J (при $r<r_1$) или Ханкеля H (при $r>r_2$):

$$E_{z0}(r,z)=-\mathrm{i}\frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon}}F_0(kr),\qquad H_{\varphi 0}(r,z)=F_1(kr),$$
$$E_{z1}(r,z)=-\mathrm{i}\frac{k_1}{\omega\varepsilon}F_0(k_1r)\cos(\pi z/d),\quad H_{\varphi 1}(r,z)=F_1(k_1r)\cos(\pi z/d), \tag{1.62}$$

где $k_0=\omega/c$, $k=k_0\sqrt{\varepsilon}$, $k_1=\sqrt{k^2-(\pi/d)^2}$, а $F_m(x)=J_m(x)$ при $r<r_1$ и $F_m(x)=H^{(2)}{}_m(x)$ при $r>r_2$. Используя эти выражения для полей в (1.58) и подставляя результат в (1.62), получим

$$R'=R-\frac{\alpha_0}{8}\cdot(T+1-R)^2+\alpha_1\frac{64}{\pi^4}(k_0d\varepsilon T)^2,$$
$$T'=T+\frac{\alpha_0}{8}\cdot(T+1-R)^2+\alpha_1\frac{64}{\pi^4}(k_0d\varepsilon T)^2, \tag{1.63}$$

где

$$\alpha_0=-\mathrm{i}\frac{d/\sqrt{\varepsilon}}{\ln(r_2/r_1)}\cdot\left(\frac{1}{r_1}\cdot\frac{J_0(kr_1)}{J_1(kr_1)}+\frac{1}{r_2}\cdot\frac{H_0^{(2)}(kr_2)}{H_1^{(2)}(kr_2)}\right),$$
$$\alpha_1=-\mathrm{i}\frac{d/\varepsilon}{2\ln(r_2/r_1)}\cdot\frac{k_1}{k_0}\left(\frac{1}{r_1}\cdot\frac{J_0(k_1r_1)}{J_1(k_1r_1)}+\frac{1}{r_2}\cdot\frac{H_0^{(2)}(k_1r_2)}{H_1^{(2)}(k_1r_2)}\right). \tag{1.64}$$

Так как $k_1\approx\mathrm{i}\pi/d$ и $d<<r_1$, $d<<r_2$, то функции Бесселя и Ханкеля могут быть заменены их асимптотическими значениями при больших значениях аргумента, что даёт:

$$R'+T'=R+T-2\pi\mathrm{i}\varepsilon dT^2/\lambda\cdot\Phi d\,, \tag{1.65}$$

где величина Ф зависит только от геометрии задачи и равна

$$\Phi=\left(\frac{2}{\pi}\right)^3\cdot\frac{1}{\ln(r_1/r_2)}\cdot\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}\right). \tag{1.66}$$

Отметим, что (1.65) справедливо также для случая пустого резонатора (ε=1). Обозначим КО и КП для этого случая через R_0' и T_0', соответственно. Тогда, подставляя (1.19) в (1.65) и используя в (1.55) выражения для $R'+T'$ и $R_0'+T_0'$ вместо $R+T$ и R_0+T_0, получим выражение для комплексной диэлектрической проницаемости образца, которое, в отличие от (1.55), учитывает наличие разреза:

$$\varepsilon=\mathrm{tg}\left(\frac{\pi\hat{f}_{\text{рез0}}}{c}d\left(1+\frac{L}{d}\delta f_{\text{рез}}-\Phi d\right)\right)\cdot(1+\Phi d)\Big/\left(\frac{\pi\hat{f}_{\text{рез1}}}{c}d\right) \tag{1.67}$$

Сравнение (1.55) и (1.67) позволяет найти погрешность $\delta\varepsilon$, возникающую из-за пренебрежения разрезом: $\delta\varepsilon/\varepsilon\approx\Phi d(\varepsilon-1)/\varepsilon$. Напомним ещё раз, что полученное выражение для влияния разреза в резонаторе на результат измерения диэлектрической проницаемости справедливо, если образец полностью заполняет разрез, толщина образца мала по сравнению как с длиной волны ($2\pi d/\lambda<<1$), так и с поперечными размерами резонатора ($d<<r_1$ и $d<<r_2$), оптическая толщина образца также мала ($|\eta|<<1$, хотя электрическая толщина образца может быть велика, $2\pi d|\varepsilon|/\lambda\sim1$), а измеряемый резонанс имеет высокую добротность, $Q>>1$. При относительно малых значениях r_1 и r_2 значение Ф может быть уточнено при выражении его через функции Бесселя. Предложен-

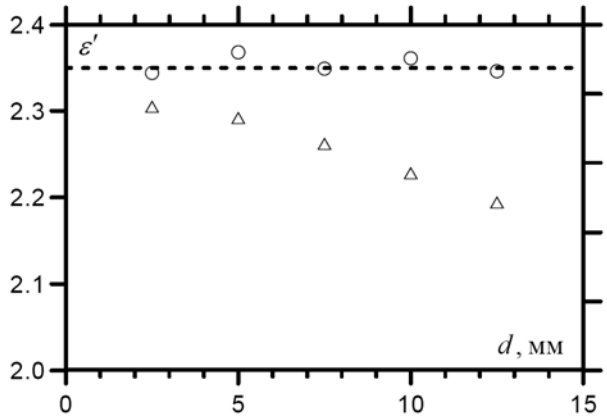


Рисунок 1.22 – Зависимость измеренной диэлектрической проницаемости образцов полистирола от их толщины. Круги – результаты расчёта по формуле (1.67), треугольники – по формуле (1.55). Линия соответствует значению 2,35.

ный подход может быть также применен для расчёта цилиндрических резонаторов, используемых в резонансных измерителях диэлектрической проницаемости [711].

Экспериментальная проверка. Влияние полученной поправки проиллюстрировано на рис. 1.22, где показаны результаты измерения диэлектрической проницаемости полистирола на частоте 750 ГГц в зависимости от толщины образца d. Были использованы листовые образцы толщиной 2,5 мм; зависимость от толщины была получена путем измерения нескольких образцов, сложенных вместе. Значение Ф для размеров резонатора, указанных выше, равно 0,0125 мм$^{-1}$. Значения проницаемости, полученные при помощи формулы (1.55) обозначены треугольниками, а при помощи формулы (1.67) – кружками. В первом случае хорошо заметна зависимость результата измерения от толщины образца, составляющая приблизительно 7% при изменении толщины образца от 2,5 до 12,5 мм. Во втором случае проницаемость не обнаруживает систематической зависимости от d и имеет разброс порядка 1%. Среднее значение 2,35 находится в хорошем согласии с литературными данными. Полученный результат показывает, что обработка результатов измерения при помощи формулы (1.67) позволяет устранить систематическую погрешность, связанную с наличием разреза.

Случайная погрешность измерения может быть оценена статистической обработкой результатов, полученных на различных частотах и при различных толщинах образцов (при условии, что образцы идентичны и не проявляют частотной дисперсии диэлектрических свойств). В дополнение к приведенным выше результатам по полистиролу были проведены измерения диэлектрической проницаемости КМ с наполнением алюминиевой пудрой и карбонильным железом. Полученные результаты позволили оценить погрешность измерения действительной части диэлектрической проницаемости приблизительно в 1–2 %.

Выводы к разделу 1

В разделе описаны экспериментальные методы измерения СВЧ материальных параметров материалов, разработанные и использованные при проведении работы. В подразделе 1.1 приведен обзор современных методов измерения СВЧ материальных параметров материалов. Наиболее широко распространен метод НРУ в коаксиальной линии и свободном пространстве, а также метод измерения магнитной проницаемости тонких ФМ, использующий закороченную полосковую ячейку. Известные методы позволяют решать большинство задач, связанных с исследованием материалов. Однако, для решения ряда задач, поставленных в настоящей работе, потребовалась доработка и развитие стандартных методов.

В подразделе 1.2 рассмотрен метод измерения магнитной проницаемости тонких ФМ плёнок в коаксиальной линии. Коаксиальный метод обладает высокой чувствительностью измерения магнитной проницаемости, что обусловлено как сравнительно большим количеством плёнки, используемым при изготовлении образца, так и возможностью применения стандартных калибровочных процедур для устранения влияния неоднородностей в коаксиальной линии на результат измерения. Значения магнитной проницаемости связаны с измеряемым КО простыми аналитическими соотношениями, так как образец полностью заполняет сечение линии.

Показано, что использование для определения магнитной проницаемости короткозамкнутой отражающей ячейки позволяет увеличить чувствительность по сравнению с методом НРУ. Проанализированы погрешности метода и предложены уточнённые формулы пересчёта, корректность которых проверена экспериментально. Использование этих формул позволяет получать корректные результаты на частотах, где существенно скинирование.

В подразделе 1.3 описан использованный в работе полосковый метод измерения магнитной проницаемости. Преимуществом полосковых методов является высокая чувствительность измерения магнитной проницаемости, недостатком – неразработанность методов калибровки, предназначенных для устранения погрешностей, связанных с влиянием подводящего тракта. Предложена процедура, позволяющая проводить калибровку неоднородностей тракта для однопортовой полосковой измерительной ячейки при помощи калибровочных образцов, расширяя диапазон измерений в область высоких частот. Несмотря на то, что частоты ФМР большинства ФМ плёнок в размагниченном состоянии не превышают нескольких ГГц, задача расширения частотного диапазона измерения их магнитной проницаемости актуальна. Например, измерения в постоянном магнитном поле, где магнитный спектр образца значительно смещается в область высоких частот, могут дать ценную информацию о неоднородности образца, влиянии скин-эффекта и др.

Разработанный метод основан на использовании стандартной полосковой измерительной ячейки, для которой осуществляется полная калибровочная процедура с применением двух калибровочных образцов, электродинамические свойства которых известны. Один из них может быть магнитным КМ. В качестве второго образца может быть выбрана полоска

немагнитного металла; размеры обоих образцов выбираются так, чтобы их КО различались по фазе приблизительно на π.

Предельная частота измерений ограничена длиной металлического калибровочного образца из-за размерного резонанса на нем. Плотный прижим калибровочного образца к основанию ячейки позволяет подавить резонанс полуволнового электрического диполя, но более высокие моды трудно подавить надежно, поэтому наивысшая частота измерений не превышает 8 ГГц. Минимальная рабочая частота определяется точностью измерения ослабления и фазовых сдвигов. Пара оптимизированных калибровочных образцов достаточна для измерений в диапазоне частот порядка четырёх октав.

Также рассмотрено влияние диэлектрической проницаемости образца, которое может быть учтено приближённо в случае частично заполненной линии передачи даже без знания точного значения проницаемости.

В подразделе 1.4 описан скалярный квазиоптический метод измерения СВЧ диэлектрической проницаемости, применённый при исследовании КМ с проводящими волокнами. Метод использует измерение модуля коэффициента отражения от образца с диэлектрическими потерями, расположенного на заданном расстоянии от металлического экрана, в зависимости от этого расстояния. Для того чтобы избежать ограничения на оптическую толщину образцов и снизить случайную погрешность измерения, проводят измерения модуля коэффициента отражения при нескольких расстояниях между образцом и экраном в окрестности интерференционного минимума. После этого диэлектрическую проницаемость образца находят при помощи метода наименьших квадратов.

В подразделе 1.5 предложен метод измерения диэлектрической проницаемости листовых материалов в мегагерцовом диапазоне частот. Листовой образец помещается в сквозной разрез в корпусе коаксиального резонатора. Получена простая аналитическая формула, позволяющая снизить систематическую погрешность измерения, связанную с наличием разреза, до величины 1–2%. Предложенный метод расчёта, основанный на лемме Лоренца, не использует метод малых возмущений и поэтому применим для образцов с высокой диэлектрической проницаемостью. Этот метод быть также применен при анализе других конфигураций измерительных установок, использующих помещение образца в неоднородность линии передачи.

Основные результаты раздела могут быть сформулированы следующим образом.

1 Калибровочная процедура для полосковой измерительной ячейки с применением двух калибровочных образцов, электродинамические свойства которых известны.

2 Метод измерения диэлектрической проницаемости листовых образцов в коаксиальном резонаторе с поперечным разрезом, где резонансная частота определяется при помощи метода наименьших квадратов, а для учета влияния разреза на результат измерения получена аналитическая формула.

2 Закономерности частотной дисперсии СВЧ магнитной проницаемости

Исследования частотной дисперсии магнитной проницаемости в СВЧ диапазоне активно ведутся с начала 50х годов XX века в приложении, в основном, к устройствам магнитной записи. Полученные результаты обобщены в ряде монографий [73, 669]. В последние годы наблюдается рост интереса к этой проблеме в связи с рядом других технических применений. Известно, что для многих применений, например, для получения тонких широкополосных РПП, нужны материалы с высокими значениями динамической магнитной проницаемости. Ниже проанализированы возможности создания таких материалов, исследованы закономерности частотной дисперсии магнитной проницаемости в СВЧ диапазоне и определены ограничения, которые связывают между собой параметры частотной дисперсии магнитной проницаемости материалов. Так как высокие значения СВЧ магнитной проницаемости реализуются в тонких ФМ плёнках, то именно их магнитным свойствам уделено основное внимание в данном разделе. При необходимости рассматриваются и другие магнитные материалы, в которых динамическая магнитная проницаемость может быть высока.

Хорошо известно, что вид частотной зависимости магнитной проницаемости магнитных материалов определяется движением доменных границ, скин-эффектом и ферромагнитным резонансом (ФМР). Движение доменных границ обычно слишком инерционно, чтобы вносить вклад в частотную дисперсию в СВЧ диапазоне, поэтому ниже основное внимание уделено двум другим механизмам. В данной работе рассматривается, в основном, динамика движения магнитного момента в нулевом внешнем магнитном поле. В литературе для этого случая часто используют термин «естественный ферромагнитный резонанс». Мы не будем делать различия между естественным ферромагнитным резонансом и резонансом при наличии внешнего подмагничивания, рассматривая их с единых позиций и используя во всех случаях термин «ФМР».

2.1 Литературный обзор[#]

Классическая теория ФМР. Рассмотрим ФМ частицу эллипсоидальной формы, имеющую размеры, малые по сравнению как с длиной волны, так и с характерным размером магнитных доменов в материале частицы. Магнитное поле внутри такой частицы однородно, а магнитные моменты всех атомов параллельны. При анализе её поведения во внешнем переменном магнитном поле можно использовать уравнение Ландау−Лифшица [402], описывающее движение изолированного магнитного момента и в пренебрежении диссипацией имеющее вид:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\, \mathbf{M} \times \mathbf{H}\,, \tag{2.1}$$

где $\mathbf{M}$ − вектор намагниченности частицы, равный по модулю намагниченности насыщения материала M_0, $\mathbf{H}$ − вектор действующего магнитного поля, γ − гиромагнитное отношение.

[#] Материал подраздела опубликован в [394]

В отсутствие переменного магнитного поля магнитный момент частицы направлен вдоль действующего постоянного магнитного поля. Пусть это направление совпадает с одной из главных осей эллипсоидальной частицы; обозначим эту ось через z. Полное магнитное поле **H**, действующее на магнитный момент, складывается из статического внешнего поля H_0, поля магнитной анизотропии H_k, внешнего переменного поля $\mathbf{h}=\{h_x, h_y, h_z\}$ и размагничивающих полей $\{-4\pi N_x m_x, -4\pi N_y m_y, -4\pi N_z(M_0+m_z)\}$, где $\mathbf{m}=\{m_x, m_y, m_z\}$ − переменные составляющие намагниченности, а N_x, N_y, N_z − форм-факторы частицы вдоль главных осей эллипсоида, нормированные так, что $N_x+N_y+N_z=1$.

В теории магнетизма обычно применяют нормировку $N_x+N_y+N_z=4\pi$. В данной работе нормировка на единицу использована для того, чтобы подчеркнуть сходство между фактором размагничивания и фактором деполяризации частицы: такая нормировка позволяет одинаковым образом описывать электрический и магнитный отклик частицы, что играет важную роль в теории композитных материалов (КМ), см. раздел 3. По той же причине везде ниже использован термин «форм-фактор», а не «фактор размагничивания» или «фактор деполяризации».

Для произвольного эллипсоида с размерами a_x, a_y и a_z вдоль осей x, y и z, соответственно, форм-фактор, например, вдоль оси x определяется соотношением (см., напр., [46])

$$N_x = \frac{a_x a_y a_z}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{\left(s+a_x^2\right)^{3/2}\left(s+a_y^2\right)^{1/2}\left(s+a_z^2\right)^{1/2}} \tag{2.2}$$

Для сферической частицы $N_x=N_y=N_z=1/3$. Для случаев, когда частица сильно вытянута, (2.2) можно привести к аналитическому виду. Например, если $a_x>>a_y$ и $a_x>>a_z$ (длинное волокно с эллипсоидальным сечением), то, разбивая интеграл в правой части (2.2) на два интеграла с пределами интегрирования от 0 до s_0 и от s_0 до ∞, где $a_x>>s_0$, $s_0>>a_y$ и $s_0>>a_z$, легко получить, что

$$N_x = \frac{a_y a_z}{a_x^2} \ln\frac{a_x}{a_y+a_z}. \tag{2.3}$$

(с точностью до числового сомножителя, близкого к единице). Для кругового диска диаметром a_L и толщиной a_D ($a_L>>a_D$, ось x лежит в плоскости диска),

$$N_x=(\pi/4)\,(a_D/a_L). \tag{2.4}$$

Для частиц неэллипсоидальной формы, внутри которых, в отличие от эллипсоида, поле неоднородно, введение форм-фактора, строго говоря, некорректно: описание отклика частицы на внешнее поле описывается суммой, содержащей множество форм-факторов [141, 142]. Для анализа электрического или магнитного отклика таких частиц часто применяют эффективный форм-фактор, зависящий не только от формы и ориентации частицы, но и от её проницаемости [138, 142]. Значения эффективного форм-фактора получены численно для ряда частных случаев. Например, при малом различии между восприимчивостью параллелепипеда и окружающей его среды известна зависимость эффективного фактора деполяризации такой частицы от его размера [103]; для квадрата (в двухмерной задаче) и куба численно получена поляризуемость как функция проницаемости материала частицы [117]. На практике, как правило, деполяризацию и раз-

магничивание частиц, имеющих форму параллелепипеда или цилиндра, описывают формфактором вписанного в них эллипсоида.

Стандартным методом решения уравнения (2.1) является предположение о малости эффектов, связанных с переменным магнитным полем, что позволяет линеаризовать (2.1). Получаемая магнитная проницаемость частицы является тензором. Везде ниже рассмотрены только диагональные компоненты, μ_x, μ_y и μ_z, где $\mu_j=\mu_j'-i\mu_j''=1+4\pi m_j/h_j$ и $j=x,y,z$; учёт недиагональных компонент, которые отвечают за гиротропные эффекты, выходит за рамки данной работы. В отсутствие внешнего постоянного магнитного поля, когда прецессия магнитного момента происходит в поле магнитной анизотропии материала H_k, решение (2.1) имеет вид [335]

$$\mu_x = 1 + \frac{4\pi\gamma' M_0 f_y}{f_x f_y - f^2}, \quad \mu_y = 1 + \frac{4\pi\gamma' M_0 f_x}{f_x f_y - f^2}, \quad \mu_z = 1, \tag{2.5}$$

где круговая частота ω заменена на линейную частоту $f=\omega/2\pi$; $f_x=\gamma'(H_k+4\pi M_0(N_x-N_z))$, $f_y=\gamma'(H_k+4\pi M_0(N_y-N_z))$, $\gamma'=\gamma/2\pi$. В ФМ материалах $\gamma'\approx 3$ ГГц/кЭ. Например, $\gamma'=2{,}8$ ГГц/кЭ для Fe [75] и $\gamma'=3{,}1$ ГГц/кЭ для Co [367].

Как видно из (2.5), ЭМВ с вектором магнитного поля, направленным вдоль намагниченности, не даёт вклада в ФМР, и соответствующая компонента μ равна единице. Частотная зависимость обеих неединичных диагональных компонент μ имеет резонансный (лоренцев) вид:

$$\mu(f) = 1 + \frac{(\mu_{ст} - 1)}{1 - (f/f_{рез})^2}, \tag{2.6}$$

где частота ФМР

$$f_{рез} = \sqrt{f_x f_y} \tag{2.7}$$

одинакова для обеих диагональных компонент, а статическая магнитная проницаемость равна

$$(\mu_{ст})_x = 1 + \frac{4\pi\gamma' M_0}{f_x}, \quad (\mu_{ст})_y = 1 + \frac{4\pi\gamma' M_0}{f_y}. \tag{2.8}$$

Формулы (2.7) и (2.8) впервые получены Киттелем [362]. Магнитная проницаемость однодоменной частицы зависит от её формы. В частном случае нулевого внешнего постоянного магнитного поля и образца сферической формы, $N_x=N_y=N_z=1/3$,

$$f_{рез} = \gamma' H_k, \quad \mu_{ст} = 1 + 4\pi M_0/H_k. \tag{2.9}$$

Если действующее поле не параллельно ни одной из главных осей частицы, то направление статического магнитного момента находят из условия минимума свободной энергии магнитного момента U, $\mathbf{H}=-\delta U/\delta\mathbf{M}$ [75]. Частота ФМР при этом равна (см., напр., [367, 611])

$$(f_{рез}/\gamma')^2 = \left[(\partial^2 U/\partial\theta^2)(\partial^2 U/\partial\phi^2) - (\partial^2 U/\partial\theta\partial\phi)^2\right] \Big/ (M_0^2 \sin^2\theta), \tag{2.10}$$

где φ и θ – углы, определяющие направление магнитного момента в сферической системе координат. Пример использования этого метода расчёта частоты ФМР приведён в подразделе 2.2.

Закон Снука. Согласно лоренцеву закону частотной дисперсии (2.6), магнитная проницаемость растёт с частотой вплоть до частоты ФМР; выше $f_{рез}$ она падает ниже нуля, что неприемлемо для большинства технических применений. В реальных материалах магнитная проницаемость обычно снижается с частотой во всем частотном диапазоне из-за наличия магнитных потерь. Если затухание не слишком велико, вблизи ФМР также наблюдается резкое падение проницаемости. Поэтому пригодность материала для СВЧ применений можно приюлижено оценить исходя из значений $\mu_{ст}$ и $f_{рез}$. Статическая проницаемость может быть принята в качестве оценки динамической проницаемости ниже частоты ФМР, поэтому она характеризует качество материала в пределах рабочего диапазона частот. Частота ФМР определяет границу рабочего диапазона частот, выше которой материал не проявляет магнитных свойств.

Чтобы динамическая магнитная проницаемость была высока, и $\mu_{ст}$, и $f_{рез}$ должны быть велики. Однако рост $f_{рез}$ приводит к снижению $\mu_{ст}$, и наоборот. Для произведения одной из компонент статической проницаемости, например $(\mu_{ст})_x$, на $f_{рез}$, из (2.7) и (2.8) следует [335]

$$(\mu_{ст}-1)f_{рез}=\gamma' 4\pi M_0\sqrt{f_y/f_x}\,. \qquad (2.11)$$

Здесь и далее будем рассматривать диагональную компоненту тензора магнитной проницаемости, имеющую наибольшее значение, и опускать индексы *x* и *y* при таком рассмотрении.

Часто встречается случай, когда поликристаллический материал состоит из однодоменных зерен, которые в первом приближении имеют сферическую форму. В этом случае, квадратный корень в правой части (2.11) приблизительно равен единице, и $\mu_x \approx \mu_y$, хотя по-прежнему $\mu_z=1$. Вводя фактор усреднения $\kappa=2/3$, который учитывает случайное распределение осей легкого намагничивания (ОЛН) в зернах, легко из (2.11) получить закон Снука [614]:

$$(\mu_{ст}-1)f_{рез}=\frac{2}{3}\gamma' 4\pi M_0\,. \qquad (2.12)$$

Величину в правой части (2.12) называют константой Снука, K_C.

Важно, что константа Снука зависит только от намагниченности насыщения магнитного материала, а поле магнитной анизотропии и другие структурно-зависимые величины в (2.12) не входят. В отличие от величины M_0, определяемой только составом материала, H_k является функцией магнитной и кристаллической структуры, на которые, в свою очередь, влияют детали технологии приготовления и обработки материала. Имеется большое число данных по изменению поля анизотропии при помощи введения присадок, отжига, обработки материала после получения, а также других технологических приемов [135, 184, 201, 299, 355, 440, 442, 636, 721]. Эти методы позволяют изменять анизотропию материала в широких пределах, поэтому значения $\mu_{ст}$ и $f_{рез}$ обычно сильно зависят от параметров технологического процесса. Напротив, величина K_C является структурно-независимой; она определяется только составом материала. Большинство ферритов характеризуются константой Снука в диапазоне от 2 до 5 ГГц [494]. ФМ металлы и сплавы могут иметь более высокие значения K_C за счёт более высокой намагниченности насыщения. Например, для железа M_0=1700 Гс, и $K_C \approx$40 ГГц.

Закон Снука выполняется для многих магнитных материалов, см., напр., [59]. Независимость константы Снука от структурных параметров позволяет широко использовать её при анализе данных по СВЧ свойствам материалов. Линию на графике частотной зависимости магнитной проницаемости, определяемую уравнением $f\mu'(f)=K_C$ (иногда $(\mu'^{\,2}+\mu''^{\,2})^{1/2}\cdot f=K_C$), называют предельной линией Снука; она разделяет координатную плоскость на две части. В одной из них могут лежать точки частотной зависимости магнитной проницаемости (при соответствующем выборе поля анизотропии). В другую часть график не может заходить ни при каком выборе структурных параметров материала для данного значения намагниченности насыщения. Пример такого анализа можно найти, напр., в [465].

Как легко получить из правила сумм для соотношений КК (5.17), закон Снука ограничивает возможности получения не только материалов с высокими значениями динамической магнитной проницаемости, но и с высокими магнитными потерями на СВЧ.

Закон Снука для тонких ФМ плёнок. Если в ФМ частице два главных форм-фактора равны между собой и не равны третьему, то закон (2.12) неприменим. Из (2.11) видно, что наибольший интерес представляет случай $N_x=N_z\neq N_y$; при этом значение $N_x=N_z$ должно быть достаточно мало, чтобы статическая намагниченность удерживалась параллельно ОЛН z. Этим требованиям удовлетворяют, например, тонкие ФМ плёнки, в которых ОЛН лежит в плоскости плёнки, $N_x=N_z=0$ и $N_y=1$. Тогда, если ещё $H_k\ll 4\pi M_0$, то (2.10) и (2.11) можно переписать в виде:

$$f_{\text{рез}}=\gamma'\sqrt{H_k\,4\pi M_0},\quad \mu_{\text{ст}}=1+4\pi M_0/H_k \tag{2.13}$$

для единственной неединичной компоненты магнитной проницаемости. Правая часть (2.11) оказывается равна $4\pi\gamma' M_0\sqrt{4\pi M_0/H_k}$, отличаясь от константы Снука на множитель $\sqrt{4\pi M_0/H_k}$, который может быть много больше единицы при $\mu_{\text{ст}}\gg 1$. Поэтому тонкие ФМ плёнки могут иметь высокую магнитную проницаемость при существенно более высоких частотах по сравнению с массивными материалами при близкой статической проницаемости [93], с чем и связан неослабевающий интерес к исследованию их СВЧ свойств.

Равенство (2.11) может быть легко модифицировано таким образом, чтобы его правая часть также не зависела от структурно-чувствительных параметров для тонких ФМ плёнок [526, 677]. Для этого достаточно рассмотреть произведение

$$(\mu_{\text{ст}}-1)f_{\text{рез}}^2=(4\pi\gamma' M_0)^2, \tag{2.14}$$

правая часть которого, так же как и для (2.12), определяется только величиной M_0. Если ОЛН распределены по направлениям, то правая часть должна быть домножена на фактор усреднения κ, также как и в (2.12), где учтено $\kappa=2/3$. Так как соотношению (2.14) может подчиняться только одна компонента магнитной проницаемости в материале, то для изотропного распределения магнитных моментов в пространстве $\kappa=1/3$, для изотропного распределения в плоскости – $\kappa=1/2$.

Выполнение (2.14) было экспериментально проверено Аше и соавторами [89, 526] для тонких ФМ плёнок и, независимо, в [677] для пластинчатых включений в КМ. Точно так же как

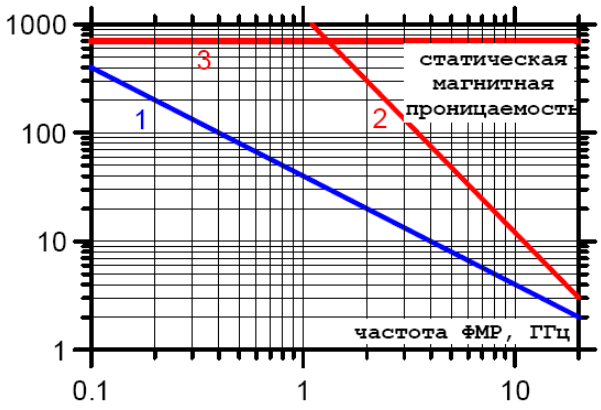


Рисунок 2.1 – Статическая магнитная проницаемость, рассчитанная для случая M_0=1700 Гс как функция резонансной частоты при помощи уравнений (2.12) (линия 1), (2.14) κ=1/3 (линия 2) и максимальное значение магнитной проницаемости по (2.8) при H_k=10 Э (линия 3)

(2.12), (2.14) ограничивает допустимые значения динамической магнитной проницаемости в ФМ материалах. Формулы (2.12) и (2.14) различаются тем, что в (2.14) намагниченность насыщения материала входит в квадрате, из-за чего (2.14) допускает значительно более высокие значения проницаемости. Например, если частота ФМР равна 1 ГГц, а M_0=1700 Гс, то (2.12) приводит к $\mu_{ст}$=40, а (2.14) – к $\mu_{ст}$=3600.

Равенство в (2.14) достигается для тонких ФМ плёнок с однородной намагниченностью, когда ОЛН лежит в плоскости плёнки, отсутствует «магнитная рябь» и магнитная проницаемость измерена в плоскости плёнки в направлении, перпендикулярном ОЛН. При этом левая часть (2.14) достигает своего предельного значения, задаваемого правой частью (2.14). По аналогии с константой Снука, введем константу Аше, K_A, различая её магнитостатическое (предельное) значение, определяемое правой частью (2.14) с введеным в неё при необходимости фактором усреднения, и динамическую константу Аше, определяемой левой частью (2.14) и получаемую из СВЧ магнитной проницаемости плёнки.

Значения K_A широко используют для оценки амплитуды ФМР в ненасыщенных плёнках [91, 319, 321]. Если пик магнитных потерь обусловлен движением доменных границ, то соответствующее значение K_A также много меньше единицы. Сниженные по сравнению с магнитостатической константой Аше значения динамической константы, соответствующей области ФМР, могут свидетельствовать об отклонениях от идеальной геометрии магнитомягкой плёнки: о неперпендикулярности ОЛН и направления измерения магнитной проницаемости, выходе вектора намагниченности из плоскости плёнки, распределении осей магнитной анизотропии по направлениям и т.п. Таким образом, динамическая константа Аше является оценкой доли магнитных моментов, которые прецессируют в переменном магнитном поле и, соответственно, дают вклад в пик магнитных потерь, связанный с ФМР. Константа Аше также может быть полезна как для оценки предельных характеристик СВЧ устройств, использующих магнитные материалы, так и для анализа динамических свойств магнитных материалов [91, 183, 321, 553, 644, 648].

На рис. 2.1 показаны предельные значения статической магнитной проницаемости, полученные из (2.12) и (2.14) для M_0=1700 Гс, в зависимости от частоты ФМР для ансамбля магнитных частиц, случайно ориентированных в пространстве. На графике приведены предельные линии, соответствующие (2.12) и (2.14) (линии 1 и 2, соответственно) для намагни-

ченности насыщения, соответствующей железу. Из рисунка видно, что предельное значение, определяемое (2.14), на частоте 3 ГГц в десять раз выше предельного значения, соответствующего (2.12); это различие растёт со снижением частоты. Заметим, что, согласно формулам Кителя (2.8), для получения высоких значений статической магнитной проницаемости необходимы низкие значения поля магнитной анизотропии, что не всегда достижимо. Значение статической проницаемости, соответствующее H_k=10 Э, показано на рисунке линией 3. Таким образом, предельные значения динамической магнитной проницаемости для тонких ФМ плёнок могут лежать в области, ограниченной линиями 2 и 3. Поэтому со снижением рабочей частоты реальное различие в динамических свойствах между тонкими ФМ плёнками и объёмными материалами также снижается, и тонкие плёнки имеют существенное преимущество в диапазоне частот приблизительно от 0,3 до 3 ГГц. В этом диапазоне использование ФМ плёнок или пластинчатых микрочастиц с высокой намагниченностью насыщения позволяет получать более высокие магнитные свойства, что, в свою очередь, даёт широкие возможности для оптимизации параметров магнитных материалов для различных технических применений [377, 719].

С учётом наличия поля магнитной анизотропии и конечных размеров плёнки или микрочастицы, имеющей пластинчатую форму ($N_z \neq 0$), константа Аше записывается в виде [84]

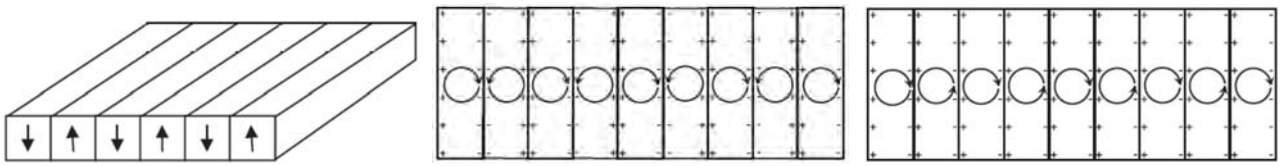
$$K_A = \left(\gamma' 4\pi M_0\right)^2 \left(1 - 3N_z/\left(4\pi\right) + 2H_k/\left(4\pi M_0\right)\right), \qquad (2.15)$$

где N_z – форм-фактор магнитной частицы в направлении, параллельном её магнитному моменту.

Физический смысл различия между уравнениями (2.12) и (2.14) можно объяснить следующим образом. В статическом случае магнитный момент плоской частицы лежит в её плоскости, вдоль ОЛН. Следовательно, сильное размагничивающее поле поперёк плоскости не влияет на статическую проницаемость, которая одинакова для плёнки и сферической частицы. В динамическом случае магнитный момент покидает плоскость частицы вследствие прецессии и поэтому подвержен действию сильных размагничивающих полей. Поэтому наблюдается значительный сдвиг частоты ФМР в сторону высоких частот по сравнению со сферической частицей.

СВЧ магнитная проницаемость в гексагональных ферритах. Другим типом магнитных материалов, для которых не выполняется закон Снука, являются гексагональные ферриты с легкой магнитной плоскостью. В них присутствует сильное поле анизотропии H_θ, направленное перпендикулярно гексагональной плоскости и препятствующее выходу магнитного момента из неё. В легкой плоскости имеется более слабое поле анизотропии H_ϕ, определяющее направление магнитного момента в этой плоскости. С учётом этих полей задача о ФМР в гексагональном феррите эквивалентна задаче о ФМР в тонкой плёнке: поле H_θ действует аналогично размагничивающему полю, препятствующему выходу магнитного момента из легкой плоскости, а поле H_ϕ аналогично полю магнитной анизотропии H_k. Соответственно, закон Снука для таких ферритов записывается в виде [612]

$$\left(\mu_{ст} - 1\right) f_{рез} = \frac{1}{2}\gamma' \cdot 4\pi M_0 \sqrt{H_\theta / H_\phi}\,, \qquad (2.16)$$



(а) *(б)* *(в)*

Рисунок 2.2 – (а) Схематическое изображение полосовой доменной структуры в тонкой плёнке с ОЛН, направленной по нормали к её поверхности; (б) и (в): прецессия спинов (вид сверху) в плёнке для +конфигурации (б) и – конфигурации (в). Символы + и – показывают динамические поля. В случае (б) магнитные заряды на границах доменов удваиваются, в случае (в) – компенсируются

а аналог уравнения (2.14) – в виде [97]

$$K_A = (\mu_{\text{ст}} - 1) f_{\text{рез}}^2 = (\gamma' 4\pi M_0)^2 \left(1 + \frac{H_\theta + H_\phi}{4\pi M_0}\right). \qquad (2.17)$$

Типичными значениями параметров гексагональных ферритов являются $H_\theta \sim 10$ кЭ, $H_\phi \sim 100$ Э и M_0=300 Гс [572, 612]. Величина H_θ может быть в несколько раз выше намагниченности насыщения, что позволяет получать в этих материалах высокие значения константы Аше.

Закон (2.14) выполняется также для некоторых ФМ микропроводов [649], см. раздел 4.

Полосовая доменная структура. Полосовая доменная структура в тонких ФМ плёнках реализуется, если ОЛН направлена перпендикулярно плоскости плёнки. Это может происходить, например, из-за влияния магнитоупругого эффекта (эффекта Виллари [95, 408], являющегося обратным к эффекту магнитострикции и численно характеризующегося константой магнитострикции материала), который появляется вследствие возникновения механических напряжений между плёнкой и подложкой, на которую она нанесена [413, 532, 609].

Если в плёнке сформирована полосовая доменная структура и внешнее магнитное поле образует одинаковые углы с намагниченностями обоих групп доменов, то движение доменных границ не вносит вклада в магнитную проницаемость: перемагничивание образца осуществляется только процессами вращения. Однако наличие доменов влияет на форму спектра ФМР.

Обычно рассматривают геометрию, в которой ОЛН в плёнке направлена перпендикулярно её плоскости, как показано на рис. 2.2*а*, а доменные границы являются бесконечно тонкими и неподвижными. Доменная структура реализуется так, что статические размагничивающие поля минимальны; динамические размагничивающие поля, возникающие на границах доменов, не обязательно обращаются в нуль. В структуре могут существовать две различные динамические конфигурации, в которых в соседних доменах компоненты вектора намагниченности, нормальные к доменной стенке, имеют либо совпадающую (рис. 2.2*б*), либо противоположную (рис. 2.2*в*) фазу [611]. В первом случае магнитные моменты создают динамическое размагничивающее поле и частота прецессии равна $f_{\text{рез+}} = \gamma'[H_k(H_k+4\pi M_0)]^{1/2}$; во втором – динамические магнитные поля компенсируют друг друга и момент прецессирует только в поле анизотропии H_k с частотой $f_{\text{рез–}} = \gamma' H_k$. Поэтому ФМР расщепляется на две моды (эффект Полдера–Смита [538]), из-

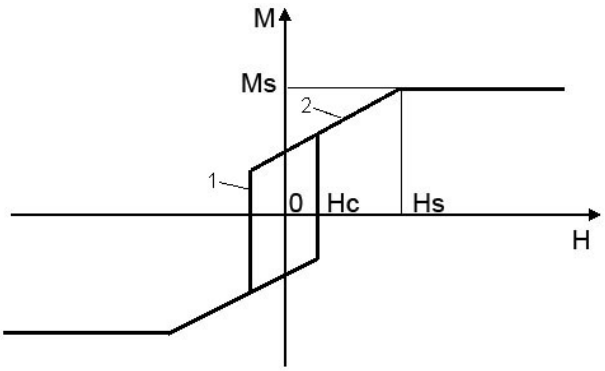


Рисунок 2.3 – Схематичное изображение петли гистерезиса для плёнки с перпендикулярной магнитной анизотропией

вестные как доменные моды. ВЧ мода с частотой $f_{рез+}$ возбуждается внешним переменным полем, параллельным границам доменов, НЧ мода $f_{рез–}$ – полем, перпендикулярным границам.

Более общая теория ФМР в присутствии внешнего постоянного поля в предположении узких доменов была предложена в [110, 611]. Позднее уравнения для резонансных частот были обобщены на случай конечной ширины доменов [111, 406]. Большинство работ приводят только расчёт частот ФМР для полосовой доменной структуры, за исключением статьи [673], где была рассчитана магнитная проницаемость.

Как указано выше, причиной появления полосовой доменной структуры часто является перпендикулярная анизотропия. При увеличении толщины плёнки, наносимой на подложку, механические напряжения между плёнкой и подложкой растут. Полосовая доменная структура возникает, когда величина эффективного поля перпендикулярной анизотропии достигает некоторого критического значения, которое может быть меньше поля анизотропии формы образца плёнки [633]. При увеличении толщины плёнки конкуренция между этими двумя эффективными полями приводит сначала к возникновению осцилляций магнитного момента и появлению полей рассеяния на поверхности плёнки, а затем и к образованию полосовой доменной структуры [754]. О наличии перпендикулярной анизотропии свидетельствует характерный вид кривой гистерезиса плёнки, состоящего из двух участков, один из которых соответствует быстрому росту намагниченности в полях, близких к коэрцитивной силе, а другой – медленному домагничиванию плёнки при приближении внешнего поля к полю насыщения [209], см. рис. 2.3.

Влияние затухания. Уравнение (2.1) записано в пренебрежении потерями энергии. Диссипацию энергии, сопровождающую прецессию магнитного момента, учитывают введением диссипативного члена в правую часть (2.1). Известно несколько различных форм диссипативных членов: Ландау–Лифшица, Гилберта, Блоха–Блумбергена, Вангнесса, см., напр., обзор в [382]. Наиболее употребительным при рассмотрении ФМ материалов является диссипативный член Гилберта [264], с которым уравнение Ландау–Лифшица принимает вид

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mathbf{M} \times \left(\gamma \mathbf{H} - \frac{\alpha}{M_0} \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \tag{2.18}$$

где α – параметр затухания Гилберта. Строго говоря, (2.18) применимо только при α<<1 [263].

Если падающая волна монохроматична, вектор намагниченности направлен вдоль ОЛН материала, а α мало, то решение (2.16) получается непосредственно из (2.5) заменой [23]

$$\gamma H_{\mathrm{k}} \to \gamma H_{\mathrm{k}} + \mathrm{i}\omega\alpha \,. \tag{2.19}$$

Подстановка (2.19) в выражение (2.5) для μ_x с заменой круговой частоты на линейную приводит к частотной зависимости магнитной проницаемости в виде

$$\mu(f) = 1 + \frac{4\pi\gamma' M_0\left(f_y + \mathrm{i}\alpha f\right)}{\left(f_x + \mathrm{i}\alpha f\right)\left(f_y + \mathrm{i}\alpha f\right) - f^2} \,. \tag{2.20}$$

Ниже будем называть (2.20) дисперсионным законом Ландау–Лифшица–Гилберта (ЛЛГ). Отметим ещё раз, что (2.20) подразумевает, что магнитный момент частицы направлен вдоль оси *z*, а внешнее переменное поле – вдоль оси *x*.

На частоте, равной $(f_x f_y \cdot (1+\alpha))^{1/2}$, действительная часть знаменателя (2.20) равна нулю. Т.е., наличие затухания приводит к снижению $f_{\text{рез}}$ в $(1+\alpha^2)^{1/2}$ раз по сравнению с (2.7). На основании этого в [175, 749] сделан вывод, что затухание приводит к снижению $K_{\text{А}}$ в $(1+\alpha^2)$ раз.

В ряде публикаций (напр., [502, 634, 654, 676]) для описания частотной зависимости магнитной проницаемости вместо (2.20) используется лоренцев закон частотной дисперсии,

$$\mu(f) = \mu_\infty + \frac{\mu_{\text{ст}} - 1}{1 + \mathrm{i}f / f_{\text{рел}} - \left(f / f_{\text{рез}}\right)^2} \tag{2.21}$$

где μ_∞ – оптическая проницаемость, равная единице в большинстве магнитных материалов, а $f_{\text{рел}}$ – частота релаксации. Отметим, что к лоренцеву дисперсионному закону (2.21) приводит запись диссипативного члена в форме Блоха–Бломбергена [84]. При этом, однако, величина магнитного момента изменяется при его прецессии, поэтому такую запись редко используют для ФМ материалов. Вектор, соответствующий диссипативному члену Гилберта, перпендикулярен намагниченности насыщения, поэтому модуль магнитного момента в (2.18) сохраняется.

На частоте $f_{\text{рез}}$ действительная часть магнитной проницаемости в лоренцевой частотной зависимости равна оптической проницаемости. Частота, на которой расположен пик магнитных потерь, $f_{\text{пик}}$, зависит от $f_{\text{рез}}$ и $f_{\text{рел}}$. При малом затухании, $f_{\text{рез}} << f_{\text{рел}}$, $f_{\text{пик}}$ близка к резонансной частоте, но сдвинута к более низким частотам:

$$f_{\text{пик}} = f_{\text{рез}}\left(1 - f_{\text{рез}}^2 / \left(8 f_{\text{рел}}^2\right)\right). \tag{2.22}$$

При большом затухании, $f_{\text{рез}} >> f_{\text{рел}}$, $f_{\text{пик}}$ расположена вблизи релаксационной частоты:

$$f_{\text{пик}} = f_{\text{рел}}\left(1 + \left(f_{\text{рел}} / f_{\text{рез}}\right)^2\right). \tag{2.23}$$

Во всех случаях $f_{\text{рез}}$ – это частота, выше которой действительная часть магнитной проницаемости становится меньше единицы. Уравнения (2.22) и (2.23) хорошо описывают положение частоты пика магнитных потерь в широком диапазоне значений параметра затухания, см. рис. 2.4.

Параметр затухания α реальных материалов сильно зависит от их структуры. Для получения истинного значения параметра затухания измерения проводят в сильных магнитных полях, приводящих к однородной намагниченности образца. При этом в идеальных монокристал-

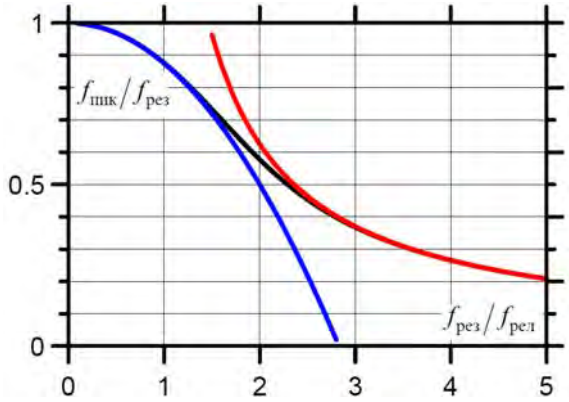


Рисунок 2.4 – Отношение частоты пика магнитных потерь к резонансной частоте, рассчитанное для лоренцева дисперсионного закона (2.21), в зависимости от отношения $f_{рез}/f_{рел}$ (черная линия). Синяя и красная линии – результаты, даваемые уравнениями (2.22) и (2.23), соответственно

лах ширина линий магнитного спектра определяется спин-решёточной и спин-спиновой релаксацией, и типичные экспериментальные значения α имеют порядок 0,01. Максимальные значения α, зафиксированные в таких экспериментах, не превышают 0,1 [263].

Известен ряд физических механизмов, приводящих к уширению линий магнитного поглощения [213, 340, 520, 556, 588], например, неоднородность магнитных свойств в различных участках материала, в том числе разброс направлений поля анизотропии (магнитная рябь) [304, 497], пористость материала [523, 562] или неоднородность намагниченности вследствие наличия магнитных доменов [634]. Вклад в ширину линии могут также вносить скин-эффект, размагничивание на элементах структуры в неоднородных магнетиках, магнитоупругие эффекты, связанные с неоднородными механическими напряжениями, электродинамические (резонансные) эффекты. Все эти механизмы часто также искажают форму частотной зависимости магнитной проницаемости относительно (2.20). При этом форма линии определяется уже не свойствами уравнения ЛЛГ, а наличием эффектов, вызывающих её уширение.

В эксперименте собственное затухание неотличимо от затухания, связанного с неоднородностью [313]. Поэтому величину α обычно подбирают для получения наилучшего согласия измеренного и расчётного магнитных спектров. При этом значения α часто получаются высокими, порядка единиц или даже выше [157], что лежит за пределами применимости уравнения ЛЛГ и, соответственно, дисперсионного закона (2.20). Например, в [654] измеренный магнитный спектр феррита соответствует значению α порядка 100. В плёнках сплавов на основе Fe и Co, изготовленных вакуумным напылением, обычно $\alpha \approx 0{,}05$ [40].

Если затухание велико, то $f_{рел} << f_{рез}$ и частотная зависимость магнитной проницаемости близка к дебаевской,

$$\mu(f) = \mu_{\infty} + \frac{\mu_{ст} - 1}{1 + \mathrm{i}f / f_{рел}}, \qquad (2.24)$$

которая следует из (2.21) при $f_{рез} \to \infty$. В дебаевской дисперсионной зависимости пик поглощения расположен на частоте $f_{рел}$. При $f_{рел} << f_{рез}$ лоренцева зависимость отличается от дебаевской только при частотах вблизи $f_{рез}$, т.е. значительно более высоких, чем частота пика магнитных потерь. При анализе экспериментальных данных дебаевскую зависимость иногда используют, если частота ФМР превышает верхнюю границу измеренного частотного диапазона. С точки зрения тео-

рии, СВЧ магнитные свойства ФМ материалов всегда связаны с некоторой частотой ФМР, поэтому дебаевская частотная зависимость не может быть использована для их описания.

Неоднородность материала может приводить и к расщеплению пика магнитных потерь на несколько раздельных пиков. В частотных зависимостях СВЧ магнитной проницаемости многих магнитных материалов имеются две отдельные области дисперсии. Это наблюдается как для ферритов (см., например, [59, 704]), так и для ФМ металлов [4, 38]. Общепринятой является интерпретация НЧ полосы поглощения как резонанса доменных границ [333] либо пика, связанного со скинированием [276], см. ниже, а ВЧ полосы – как ФМР. Известно, что лоренцева частотная зависимость хорошо описывает эффекты, связанные с движением доменных границ [654]; иногда при этом возникает случай дебаевской зависимости [668].

Другой возможной причиной наличия двух пиков магнитных потерь может быть расщепление ФМР на доменные моды в ФМ плёнках с полосовой доменной структурой [88, 175, 730], возникающее при наличии перпендикулярной анизотропии, см. выше. В случае если полосовая структура регулярна, две доменные моды наблюдаются при приложении внешнего переменного поля в двух ортогональных направлениях в плоскости плёнки, см., напр., [247]. Если внешнее поле направлено под углом к доменной структуре или если доменная структура нерегулярна, то возбуждаются обе моды Полдера–Смита, и магнитный спектр может состоять из двух отдельных резонансных линий.

Причиной возникновения более сложной формы СВЧ магнитных спектров могут быть также резонансы Аарони (обменные моды), наблюдаемые в наночастицах и связанные с расщеплением ФМР на стоячих спиновых волнах [102, 398, 747]. Теоретически предсказано расщепление магнитных спектров вследствие наличия магнитной ряби [78], хотя, скорее всего, полученный в [78] результат связан с упрощенной моделью, которая предполагает периодическое распределение магнитных моментов: случайное распределение направлений полей магнитной анизотропии в материале должно было бы приводить к уширению, а не к расщеплению пика магнитных потерь.

При наличии нескольких отдельных пиков потерь зависимость магнитной проницаемости от частоты часто описывают суммой двух или нескольких лоренцевых членов [495, 496]:

$$\mu(f) = \mu_\infty + \sum_{j=1}^{n} \frac{\chi_{\text{ст},j}}{1 + \mathrm{i} f / f_{\text{рел},j} - \left(f / f_{\text{рез},j}\right)^2} \qquad (2.25)$$

где n – количество резонансов, j – индекс, соответствующий номеру резонанса, а $\chi_{\text{ст},j}$ – парциальные статические восприимчивости, соответствующие каждому из резонансов. Сумма оптической проницаемости и всех парциальных проницаемотси равна $\mu_{\text{ст}}$.

Хорошо известно, что сумма достаточного количества лоренцевых членов описывает произвольную кривую частотной дисперсии материального параметра в любом ограниченном частотном диапазоне с любой заданной точностью. Это становится очевидным, если рассмотреть парциальные лоренцевы кривые с бесконечной добротностью, где пик потерь вырожден в дельта-функцию, из которой действительная часть проницаемости находится при помощи соот-

ношений КК. Поэтому описание суммой лоренцевых кривых (2.25) часто применяют как для магнитных спектров с несколькими частотными пиками потерь, так и для пиков, характеризующихся сильным уширением и искажением. Аппроксимация реальных данных законом (2.25) может привести к появлению нефизичных парциальных резонансов; основной целью такой аппроксимации считается как можно более точное описание формы дисперсионной зависимости.

Интегральное ограничение СВЧ магнитной проницаемости. Соотношения (2.12) и (2.14) получены для магнитного спектра, который содержит единственный пик магнитных потерь, связанный с ФМР и имеющий бесконечную добротность. При наличии конечной ширины спектра, а также при его искажении или расщеплении, их использование, строго говоря, некорректно. Для этого случая предложен интегральный аналог [84] (2.14), справедливый также и для неоднородных магнитных материалов:

$$K_A = p\kappa\left(\gamma' 4\pi M_0\right)^2 = \frac{2}{\pi}\int_0^{\infty} \mu''(s)\, s\, ds\,, \tag{2.26}$$

где p и M_0– объёмное содержание и намагниченность насыщения магнитной фазы в неоднородном материале, величина κ определена после ур-ния (2.14), а интеграл в правой части взят от частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости. Для того чтобы различать (2.14) и (2.26), будем называть (2.14) параметрическим законом, а (2.26) – интегральным законом Аше.

Для оценки динамической константы Аше (2.26) из экспериментальных данных часто применяют интеграл

$$I_A\left(f_{\text{макс}}\right) = \frac{2}{\pi}\int_0^{f_{\text{макс}}} \mu''(s)\, s\, ds\,, \tag{2.27}$$

вычисленный по измеренной частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости [84, 151, 281, 644, 747, 749] с верхним пределом, равным наибольшей частоте измерений. Из (2.26) и (2.27) видно, что $I_A(f) \to K_A$ при $f \to \infty$. Иногда вместо правой части (2.27) рассчитывают нормированную величину,

$$i_A(f) = I_A(f) \Big/ \left[p\kappa\left(\gamma' 4\pi M_0\right)^2\right], \tag{2.28}$$

где значения в знаменателе находят из магнитостатических измерений. Ряд авторов (см., напр., [644]) пересчитывает интеграл в (2.27) в эквивалентную намагниченность согласно (2.26), называя полученную величину «эффективной динамической намагниченностью». Пример частотной зависимости эффективной динамической намагниченности, полученной из измеренной СВЧ магнитной проницаемости для КМ с включениями Fe–Si–Al, показан на рис. 2.5 [281].

Экспериментальных данных, которые указывали бы на превышение правой частью (2.26) (динамической константой Аше) левой части этого уравнения (статической константы Аше), в литературе не найдено. С другой стороны, в большинстве случаев интеграл сходится достаточно медленно, и выход значения $I_A(f)$ с ростом частоты на постоянное значение, по которому можно было бы определить константу Аше, не наблюдается, по крайней мере, при измере-

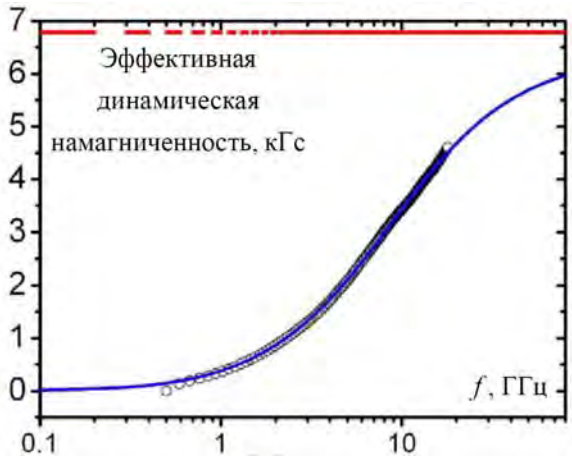


Рисунок 2.5 – Частотная зависимость эффективной динамической намагниченности частиц Fe–Si–Al [281]. Точки – интегрирование экспериментальных данных, синяя линия – расчёт по аппроксимации измеренных данных лоренцевым законом частотной дисперсии, красная линия – намагниченность, полученная из магнитостатических измерений (2.14)

ниях в стандартном диапазоне частот до 20 ГГц. Примеры применения (2.26) для анализа данных измерений приведены ниже в этом и следующих разделах.

Влияние скин-эффекта. Стандартным методом учёта влияния скин-эффекта является перенормировка собственной магнитной проницаемости проводящей магнитной частицы $\mu_{\text{вн}}$ в кажущуюся магнитную проницаемость μ [47]:

$$\mu = \mu_{\text{вн}} F_\delta(ka), \tag{2.29}$$

где $k = 2\pi\sqrt{\varepsilon\mu_{\text{вн}}}/\lambda$ – волновое число в материале частицы, ε=2iσ/f, a и σ – эффективная диэлектрическая проницаемость, размер и проводимость частицы, соответственно. Именно кажущаяся магнитная проницаемость определяет измеряемые магнитные свойства частицы в присутствии скин-эффекта. Отметим, что аналогичноеп соотношение справедливо и для диэлектрической проницаемости. Вид функции F_δ определяется формой частицы. Для шара радиуса a [47]:

$$F_\delta(ka) = \frac{2\left(\sin ka - ka\cos ka\right)}{\left((ka)^2 - 1\right)\sin ka + ka\cos ka}. \tag{2.30}$$

Для круглого цилиндра радиуса a в продольном поле [12]:

$$F_\delta(ka) = \frac{2\,J_1(ka)}{ka\left[J_0(ka) - J_2(ka)\right]}, \tag{2.31}$$

где J – функции Бесселя. Для плёнки толщиной a [12]:

$$F_\delta(ka) = \frac{\mathrm{tg}(ka)}{ka}. \tag{2.32}$$

В металлах аргумент функции F_δ является комплексным, поэтому кажущаяся магнитная проницаемость проводящей частицы комплексна даже при чисто действительной собственной проницаемости, когда последняя равна своему статическому значению, $\mu_{\text{ст}}$, на всех частотах. При этом пик потерь возникает на частоте, на которой глубина скин-слоя, $\delta = c/\left(2\pi\sqrt{\mu_{\text{ст}} f\sigma}\right)$ [46], равна половине размера частицы. Будем называть эту частоту частотой скинирования,

$$f_\delta = (c/a)^2/(8\mu_{\text{ст}}\sigma). \tag{2.33}$$

Отметим, что при выводе (2.33) из условия δ=2a получаемая правая часть отличается от правой части (2.33) на множитель $(\pi^2/8)^{1/2}$, всегда возникающий при оценке резонансных значений из

квазистатического приближения, см. раздел 5. Если $f_\delta << f_{рез}$, то пик магнитных потерь формируется скин-эффектом, а положение ФМР влияет на его форму пренебрежимо слабо [658]. Если $f_\delta \approx f_{рез}$, и, соответственно, значение собственной магнитной проницаемости комплексное, то глубина скин-слоя также является комплексной величиной, действительная часть которой равна

$$\delta = c/\left(2\pi\sqrt{f\sigma}\left(\mathrm{Re}\sqrt{\mu_{вн}} + \mathrm{Im}\sqrt{\mu_{вн}}\right)\right), \qquad (2.34)$$

а пик магнитных потерь имеет сложную форму, обусловленную взаимодействием ФМР и скинирования, см., напр., [622]. Ниже соотношение f_δ и $f_{рез}$ будет использовано для количественной оценки влияния скин-эффекта на частотную зависимость магнитной проницаемости.

Скин-эффект может привести также к возникновению эффективной магнитной проницаемости в немагнитном материале [47]. При этом выше частоты скинирования действительная часть кажущейся магнитной проницаемости становится меньше единицы (строго говоря, в металлах $\mu \to 0$ при $f \to \infty$ в предположении $\sigma = \mathrm{const}(f)$), с чем и связано введение неединичной оптической проницаемости в дисперсионные законы (2.21), (2.24) и (2.25). Соответственно, в КМ с проводящими включениями ВЧ предел эффективной магнитной проницаемости равен $1–p$, где p – концентрация включений (пока проводимость включений не изменяется с частотой).

При $a >> \delta$ произведение μa не зависит от размера частицы a, поэтому можно пренебречь влиянием формы частицы на кажущуюся магнитную проницаемость, считая, что внешнее переменное поле проникает только в тонкий поверхностный слой толщиной δ (приближение Релея).

Часто проводимость и размер включений известны с низкой точностью, например, для включений в КМ, и определение того, связан ли наблюдаемый пик потерь со скинированием или, например, с движением доменных границ, вызывает трудности. Для решения этой проблемы был предложен «критерий скин-эффекта» [423], использующий равенство

$$\mu''/\left(\mu'^2\ f\right) = K_\delta a^2 \sigma\,, \qquad (2.35)$$

где K_δ − константа, зависящая от формы частицы. Из (2.29)−(2.31) легко найти, что для сферы $K_\delta = (4/5)(\pi/c)^2$, для цилиндра $K_\delta = 2(\pi/c)^2$, а для пластины $K_\delta = (2/3)(\pi/c)^2$ [569]. Равенство в (2.35) выполняется для любого материала при условии, что его собственная магнитная проницаемость не зависит от частоты до частот, на которых проявляется пик потерь, связанный со скинированием. Правая часть (2.35) зависит только от размера и проводимости частицы, но не от её собственной проницаемости и частоты. Применение критерия состоит в расчёте левой части (2.35) на частотах ниже пика магнитных потерь по измеренным значениям действительной и мнимой частей проницаемости. На низких частотах, пока полученная величина не зависит от частоты, считается, что скинирование является основным механизмом потерь, обуславливая появление наиболее низкочастотного из пиков магнитных потерь [544, 699, 708].

Строго говоря, при наличии скин-эффекта задачу о ФМР в частице надо решать, учитывая скинирование [23]. Экспериментальных данных, подтверждающих отличие результатов такого рассмотрения от формул (2.29)–(2.32), в литературе не найдено.

Экспериментальные исследования тонких ФМ плёнок. СВЧ магнитные свойства тонких ФМ плёнок вызывают интерес исследователей в течение долгого времени [135, 256, 273, 440, 441, 442, 511, 590, 615, 671]. Высокие значения СВЧ магнитной проницаемости, которые могут наблюдаться в тонких ФМ плёнках, могут быть полезны для многих технических применений, см. ниже. Плёнки для СВЧ применений часто называют «полумягкими» (*semi-soft*), так как в них поле магнитной анизотропии должно быть не слишком велико, чтобы обеспечить высокие значения магнитной проницаемости, но и не слишком мало, чтобы ФМР наблюдался на частотах порядка нескольких ГГц.

Плёнки для исследований, как правило, наносят методами вакуумного нанесения на жёсткие подложки, такие как кремний или ситалл. В литературе накоплен обширный экспериментальный материал по их ВЧ магнитным свойствам [89, 333, 486, 713]. Исследованы плёнки Fe [557, 664], Fe–Co [145], пермаллоя [680], Co [239], Fe–Co–Ni [273, 360] и многие другие. Свойства плёнок чистых металлов, как правило, сильно зависят от неконтролируемых параметров технологического процесса [96]. Сплавы часто обладают более стабильными свойствами за счёт присадок, например, аморфизаторов. Наличие присадок снижает намагниченность насыщения и, следовательно, ВЧ магнитную проницаемость плёнки.

Если толщина плёнки достаточно мала, то ОЛН лежит в плоскости плёнки. Для повышения частоты ФМР и сдвига её в желаемый частотный диапазон (а также для повышения степени однородности получаемых плёнок) применяют искусственное увеличение поля анизотропии. Методы создания наведенной анизотропии включают в себя напыление (либо отжиг) материала в постоянном магнитном поле; создание в плёнке механических напряжений (и, следовательно, магнитоупругой анизотропии) за счёт разницы коэффициентов теплового расширения плёнки и подложки при остывании образца после нанесения плёнки [34]; напыление плёнки с использованием пучка, падающего на подложку наклонно [531, 533].

При наличии ОЛН, лежащей в плоскости плёнки, частотная зависимость магнитной проницаемости, как правило, хорошо описывается уравнением ЛЛГ при условии, что учтён скин-эффект. Следовательно, выполняется закон Аше (2.14), в соответствии с которым типичные значения статической проницаемости быстро падают с ростом частоты ФМР, составляя несколько тысяч при $f_{рез}$ порядка нескольких сотен мегагерц, сотни при $f_{рез}$~1–2 ГГц, и десятки при $f_{рез}$~5–10 ГГц, см. рис. 2.1. Значения M_0 и H_k обычно согласуются с магнитостатическими данными, а параметр затухания определяют из условия наилучшего согласия между измеренной частотной зависимостью и результатом решения уравнения ЛЛГ.

Для целей данной работы интерес представляют плёнки, нанесённые на тонкую и, следовательно, гибкую подложку. Этот случай исследован гораздо хуже. Были проведены исследования ФМ плёнок на гибких подложках, таких как полиэтилентерефталат (*PET*) [95], полиэтилен нафталат (*PEN*) [337, 338, 339] и полиимид (каптон) [441, 442]. Получено, что по сравнению с плёнками на жёсткой подложке, СВЧ магнитная проницаемость плёнок на гибкой подложке снижается из-за большей шероховатости и высокого теплового расширения гибких подложек.

Было также продемонстрировано, что СВЧ магнитная проницаемость плёнок на гибких подложках существенно зависит от толщины подложки: на примере плёнок FeCoB показано, что статическая магнитная проницаемость снижается, а ширина линии поглощения увеличивается при снижении толщины подложки ниже 50 мкм [532].

Для увеличения эффективной магнитной проницаемости было предложено наносить на одну подложку максимальное количество магнитных слоев, разделённых изолирующими прослойками [678]. Хотя такой подход был предложен почти полвека назад, в литературе имеется достаточно малое количество данных по свойствам таких материалов [567, 735].

Технические применения материалов с высокими значениями ВЧ магнитной проницаемости. Магнитные материалы с высокими значениями динамической магнитной проницаемости широко используются в радиотехнике, в частности, при разработке и производстве полосковых антенн [314, 342], антенн для радиочастотных идентификаторов (*RFID*) [554, 627], ВЧ трансформаторов [593, 697, 716], поглотителей электромагнитных волн [64, 615], в решении проблем электромагнитной совместимости [373], и т.д.

Для антенных применений требуются материалы с высокими значениями действительной части магнитной проницаемости и низкими – её мнимой части, хотя иногда возможно применение и материалов с высоким тангенсом потерь [238]. Для поглощения ЭМВ, наоборот, нужны как можно более высокие потери в рабочем диапазоне частот. Однако предельная ширина полосы поглощения, которая является важной характеристикой поглотителя, определяется его статической проницаемостью, как это следует из соотношений КК [566], см. раздел 5. Таким образом, для всех рассмотренных приложений требуются магнитные материалы с максимально высокими статической магнитной проницаемостью и потерями на высоких частотах.

Применение магнитных материалов в качестве РПП подробно обсуждается в разделе 5. Ниже в этом подразделе рассмотрены антенные применения магнитных материалов. В настоящее время актуальной проблемой является создание миниатюризированных широкополосных антенн. В частности, эта проблема важна при разработке персональных устройств коммуникации, для которых желательно использовать единственную антенну, работоспособную в диапазонах цифрового телевидения (0,3–0,7 ГГц), сотовой связи (0,8−0,9 и 1,8−1,9 ГГц), *GPS* (1,5 ГГц), *Bluetooth* (2,4 ГГц), и имеющую размер, соответствующий размеру портативного устройства.

Для любой антенны, имеющей размер $l<<\lambda$, относительная ширина рабочего диапазона частот, W, обратно пропорциональна добротности Q с коэффициентом пропорциональности, зависящим от КО от антенны обратно в питающую линию на краях рабочего диапазона R_0. При оптимальном выборе КО на рабочей частоте величины W и Q связаны как [543]:

$$W = 1/Q\left(R_0 - 1/R_0\right). \tag{2.36}$$

На практике широкополосность антенн традиционно рассчитывают для R_0=0,5 (по полю), что соответствует минус 6 дБ по мощности, т.е., излучению 75 % и более энергии, поступающей в антенну. Широкополосность максимальна, если КО на центральной частоте рабочего диапазона, выраженный в децибелах, вдвое превышает КО на краях рабочего диапазона [543].

Хорошо известно, что при применении соответствующей согласующей цепи любая антенна может быть согласована так, чтобы иметь максимальную эффективность излучения на любой частоте [240, 543]. При этом ширина полосы согласования уменьшается при уменьшении размеров антенны, как это следует из уравнения Чу–Харрингтона [204, 287]:

$$Q \geq (1/kl) + (1/kl)^3, \tag{2.37}$$

где k – волновое число на частоте резонанса.

В [315] формула Чу–Харрингтона была уточнена для области kl~1 с использованием подхода Фано [148, 240], заключающемся в рассмотрении функции отклика $F(f)$ на комплексной плоскости частот и применении теоремы Коши к функции $F_j(f)=f^j F(f)$,

$$\mathrm{Re} \int_{-\infty}^{\infty} f^j F(f)\, df = \frac{\pi}{2} \mathrm{Im}\left[\lim\left(f^{j+1} F(f) \right) \right]. \tag{2.38}$$

В (1.25) j – целое число; предел в правой части берется при $f \to \infty$ если $j>0$ и при $f \to 0$ если $j<0$. Применение (2.38) с учётом свойств чётности или нечётности функций отклика позволяет связать интеграл функции $f^j F(f)$ по частоте от нуля до бесконечности с её асимптотическими значениями при стремлении частоты к нулю или бесконечности (при $j>0$ и $j<0$, соответственно). Частным случаем (2.38) является правило сумм (5.17) для соотношений КК.

Хансен и Бурк провели численное исследование [286], позволившее подобрать эмпирическую формулу для относительной ширины полосы полосковой антенны, которая расположена на подложке, бесконечно протяжённой в перпендикулярных направлениях и выполненной из магнитодиэлектрического материала без потерь, в зависимости от диэлектрической и магнитной проницаемости, ε и μ, а также толщины подложки d. Формула Хансена–Бурк имеет вид

$$W = \frac{96\sqrt{\mu/\varepsilon}\; d/\lambda_0}{\sqrt{2}\left(4 + 17\sqrt{\mu\varepsilon}\right)}, \tag{2.39}$$

где λ_0 – длина волны, на которой в антенне возникает резонанс, а определение величины W даётся формулой (5.14). При расчёте предполагали, что полосок имеет форму квадрата. При наличии подложки резонансная частота снижается в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз. Для большинства материалов $\varepsilon\mu$ >1 и первым членом в скобках в знаменателе (2.39) можно пренебречь. Тогда значение W обратно пропорционально ε и не зависит от μ. Т.е., увеличение магнитной проницаемости подложки позволяет снизить размер антенны без изменения её рабочей частоты и ширины диапазона. Увеличение диэлектрической проницаемости подложки приводит к повышению добротности антенны Q и сужению рабочего диапазона частот.

Таким образом, для использования магнитного материала в качестве подложки полосковой антенны он должен иметь высокую магнитную проницаемость в рабочем диапазоне антенны. Более того, отличие магнитной проницаемости от единицы должна быть связано с наличием постоянного магнитного момента. В противном случае, если материал имеет высокую магнитную проницаемость только на высоких частотах, как это происходит, например, у искусственных магнетиков [399], положительный эффект магнитной проницаемости полностью ком-

пенсируется влиянием её частотной дисперсии, и в итоге наличие такой подложки приводит к сужению рабочей полосы частот антенны [324]. Поэтому применение подложек из ФМ материалов рассматривается многими исследователями как перспективный подход к созданию миниатюризированных широкополосных антенн [345, 487, 488, 505, 529, 634].

Аналогичный результат получен для задачи повышения быстродействия систем магнитной записи [581, 629]: для того, чтобы материал мог быть использован в головке магнитной записи, он должен иметь как можно более высокую магнитную проницаемость на частотах в сотни мегагерц и выше. Ещё одним перспективным приложением материалов с высокой СВЧ магнитной проницаемостью является применение их в качестве сердечников микро-индукторов и микро-трансформаторов, совместимых с *CMOS*-технологией (комплементарный металло-оксидный полупроводник*, КМОП)* [257, 377, 504, 593, 663, 716], магнитных сенсоров, элементов магнитооптических устройств, перестраиваемых СВЧ резонаторов и фильтров и пр. [144, 244, 258, 450, 600, 719].

Приложения, использующие невзаимные свойства намагниченных ФМ материалов (фазовращатели, циркуляторы и пр.), в данной работе не рассматриваются.

Постановка задачи. Рассмотренные выше ограничения на динамическую магнитную проницаемость материалов могут быть полезны при моделировании и оптимизации СВЧ параметров устройств, в состав которых входят эти материалы. Примерами могут служить дополнительное ограничение на широкополосность магнитных РПП, следующее из ограничений на магнитную проницаемость (см. раздел 5), и оценки предельной широкополосности полосковых антенн на магнитодиэлектрической подложке (см. раздел 3). Ограничения могут применяться для проверки корректности измеренных данных и результатов численного моделирования магнитных свойств [644]. Предложено также их использование для анализа магнитной структуры материалов [91, 183, 321, 553], основанное на том, что по отклонению от равенства в (2.14) или (2.26) можно судить об искажениях магнитной структуры тонких ФМ плёнок (например, о наличии выхода магнитных моментов из плоскости плёнки вследствие наличия перпендикулярной магнитной анизотропии) или пластинчатых включений в магнитных КМ (например, из-за агломерации включений).

Широкому использованию ограничений препятствуют два обстоятельства. Во-первых, вывод ограничения Аше недостаточно строг: его справедливость доказана только для простейшего случая однородно-намагниченной эллипсоидальной частицы, без учёта наличия доменной структуры и скинирования. Параметрический закон (2.14) может быть применён только для высокодобротного ФМР, где нет расщепления пика или искажения его формы. Интеграл Аше, предложенный для анализа произвольной магнитной дисперсии, расходится для дисперсионной зависимости ЛЛГ и поэтому, строго говоря, также не должен быть применим к реальным материалам.

Во-вторых, интеграл в правой части (2.26), по которому предложено определять константу Аше для сложных дисперсионных зависимостей, во многих практических случаях схо-

дится крайне медленно. Так как экспериментальные данные доступны в ограниченном частотном диапазоне, это обстоятельство резко снижает точность получаемой оценки константы Аше.

В связи с этим ниже в подразделе 2.2 рассмотрена применимость параметрического закона (2.14) для магнитно-неоднородных материалов, а именно, для случая полосовой доменной структуры. Полосовая доменная структура является единственной доменной структурой, для которой известно точное аналитическое решение, поэтому её анализ может служить иллюстрацией влияния доменной структуры на выполнение рассмотренных выше ограничений на СВЧ магнитную проницаемость.

В подразделе 2.3 исследована применимость интегрального закона Аше для оценки динамических свойств магнитных материалов, в том числе в случаях, когда на форму магнитного спектра существенно влияют скин-эффект и неоднородность материала.

С практической точки зрения, наибольший интерес представляют объёмные материалы с высокими значениями ВЧ магнитной проницаемости. Оценим предельные значения статической магнитной проницаемости в различных магнитных материалах, считая, что частота ФМР $f_{рез}$=3 ГГц. Для M_0=1700 Гс (что соответствует *Fe*) из закона Снука следует $\mu_{ст}\approx$15. Т.к. материал для СВЧ применений должен быть непроводящим, т. е., композитным, при оценке следует учесть концентрацию включений, которая в КМ со сферическими частицами на практике не превышает p~0,4. Для оценки можно принять, что константа Снука в КМ пропорциональна p [572], и окончательно $\mu_{ст}\approx$6. Для гексагональных ферритов правая часть (2.17) составляет обычно 150–200 ГГц^2, что даёт $\mu_{ст}$=15–20. Для КМ на основе тонких ФМ плёнок или пластинчатых ФМ частиц реалистичной оценкой предельной концентрации можно считать p~0,2, откуда следует $\mu_{ст}\approx$30 при M_0=1700 Гс. Таким образом, эти материалы теоретически могут иметь наивысшие значения динамической магнитной проницаемости.

Для создания объёмных материалов на основе тонких ФМ плёнок были проведены экспериментальные исследования СВЧ свойств таких плёнок, описанные в подразделах 2.4 и 2.5. В связи с тем, что свойства плёнок, особенно изготовленных в виде образцов большого размера на гибкой подложке, зависят от трудно контролируемых параметров технологии, в качестве задачи было поставлено не исследование связи этих свойств с составом плёнки, а получение данных о структуре плёнок из результатов СВЧ измерений и оптимизация свойств на основе этих данных.

2.2 Константа Аше при наличии полосовой доменной структуры[#]

Соотношение (2.14) было получено для случая, когда магнитный момент тонкой ФМ плёнки лежит в её плоскости. В приципе, ОЛН в магнитомягких плёнках может образовывать произвольный угол с плоскостью плёнки [320, 367, 368, 549]. Большинство исследований этого случая имеют дело с частотами ФМР в таких структурах, не рассматривая значения магнитной проницаемости. Ниже решена задача о ФМР в плёнке, в которой реализуется полосовая доменная структура, и получены аналитические выражения для частотной зависимости магнитной проницаемости, что позволило проверить выполнение для неё закона Аше (2.14).

Основные соотношения. На рис. 2.6 показана геометрия задачи. Бесконечная ФМ плёнка толщиной a расположена в плоскости xy, а ОЛН лежит в плоскости yz. Угол между ОЛН и плоскостью плёнки обозначен через ψ, $0<\psi<\pi/2$. Полосовая доменная структура предполагается состоящей из параллельных доменов, имеющих одинаковую ширину A. Предполагается также, что доменные стенки параллельны оси x; их движением будем пренебрегать.

Метод расчёта магнитной проницаемости плёнки с полосовой доменной структурой хорошо известен [6, 23]. Отклик магнитного момента на переменное поле подчиняется уравнению ЛЛГ (2.18), записанному отдельно для соседних доменов, которые имеют противоположное направление намагниченности. Для различения этих доменов обозначим намагниченность в них и действующее магнитное поле индексом j=1, 2. Эффективное магнитное поле имеет вид

$$\mathbf{H}_j = -\delta U / \delta \mathbf{M}_j + \mathbf{h}\exp(\mathrm{i}\omega t)\,, \tag{2.40}$$

где $U=U_\mathrm{k}+U_\mathrm{м}$ – плотность свободной энергии в рассматриваемой системе, U_k – энергия магнитной анизотропии, $U_\mathrm{м}$ – энергия размагничивающих полей. Величина U_k равна [23]:

$$U_\mathrm{k} = -\pi[(\mathbf{H}_\mathrm{k}\mathbf{M}_1)^2 + (\mathbf{H}_\mathrm{k}\mathbf{M}_2)^2]/\left(H_\mathrm{k}M_0\right). \tag{2.41}$$

Для доменов, бесконечно протяженных вдоль оси y, $U_\mathrm{м}$ записывается как [111, 406, 673]

$$U_\mathrm{м} = \left((M_{1z}+M_{2z})^2 + N_z(M_{1z}-M_{2z})^2 + N_x(M_{1x}-M_{2x})^2\right)/2\,, \tag{2.42}$$

где M_{jx} и M_{jz} – x- и z-компоненты намагниченности доменов, соответственно. Напомним, что форм-факторы здесь нормированы на единицу. Первый член в правой части (2.42) описывает энергию размагничивания, которая связана со средней намагниченностью, перпендикулярной плоскости плёнки. Размагничивание, связанное с наличием доменной структуры, зависит от форм-факторов N_x и N_z, которые могут быть найдены как [552, 673]

$$N_z = \frac{16A}{\pi^3 a}\times\sum_{j=1}^{\infty}\frac{\sin^2(\pi j/2)}{j^3}\times\frac{\mathrm{sh}(jq)}{\mathrm{sh}(jq)+[1+4\pi M_0/H_\mathrm{k}]^{1/2}\mathrm{ch}(jq)}\,,\quad N_x = 1-N_z\,, \tag{2.43}$$

где $q=(\pi a/2A)[1+4\pi M_0/H_\mathrm{k}]^{1/2}$. Уравнение (2.43) строго получено для $4\pi M_0/H_\mathrm{k}\gg 1$, т.е., для магнитомягких плёнок с высокой $\mu_\mathrm{ст}$, но известно, что оно выполняется и для $4\pi M_0/H_\mathrm{k}\ll 1$ [552].

[#] Материал подраздела опубликован в статьях [174, 175].

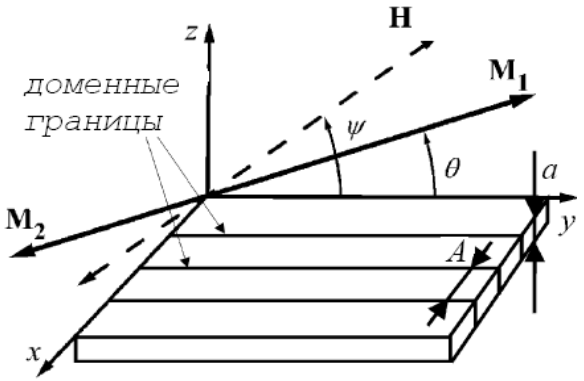


Рисунок 2.6 – Геометрия решаемой задачи. Плёнка расположена в плоскости *xy*, ось магнитной анизотропии – в плоскости *yz*. Векторы $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ – векторы равновесного статического момента в доменах

Дальнейший анализ основан на предположении, что в плёнке всегда реализуется полосовая доменная структура, что верно, если влиянием обменной энергии можно пренебречь. В мягких ФМ плёнках ($4\pi M_0/H_k >> 1$) могут возникать магнитные структуры без полей рассеяния. Анализ стабильности различных магнитных структур проводят, решая численно полный набор микромагнитных уравнений [389, 672, 674] или используя приближенные численные методы [109, 460]. Анализ одномерной модели намагниченности [460] показывает, что на диаграмме ($H_k/4\pi M_0$)–a для плёнок с перпендикулярной анизотропией существует критическая линия, разделяющая области существования полосовой доменной структуры и однородной намагниченности. В очень тонких магнитомягких плёнках полосовая структура не возникает.

Из (2.39) видно, что отношение $H_k/4\pi M_0$ существенно влияет на форм-факторы. Для материалов с сильной внутренней анизотропией постоянный магнитный момент направлен параллельно полю магнитной анизотропии. Если H_k невелико, то размагничивающие поля отклоняют магнитный момент от направления ОЛН [693]. Влияние значения $H_k/4\pi M_0$ на форм-факторы в полосовой доменной структуре было впервые рассмотрено в [376]. Отметим, что в реальных материалах отношение $H_k/(4\pi M_0)$ и относительная ширина равновесного домена A/a связаны друг с другом [312]. Микромагнитный анализ возможных магнитных структур не входит в задачи данной работы; просто предположим, что эти величины могут изменяться независимо.

Приближенные аналитические выражения для форм-фактора N_z легко получить из (2.43): для случая широких доменов ($A/a >> 1$) $N_z \approx 1$, а для случая узких доменов ($A/a << 1$):

$$N_z \cong \frac{16{,}8}{\pi^3} \times \frac{A/a}{1+(1+4\pi M_0/H_k)^{1/2}} \ . \qquad (2.44)$$

Равновесная намагниченность. Равновесные статические значения вектора намагниченности доменов $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ и эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_j$ подчиняются уравнению

$$\mathbf{M}_j \times \mathbf{H}_j = 0 \, . \qquad (2.45)$$

Полагая $\mathbf{h}$=0, получаем из (2.40)–(2.43) и (2.45):

$$\begin{gathered} M_{1x} = M_{2x} = 0 \, , \quad H_{1x} = H_{2x} = 0 \, , \\ M_{1y} = -M_{2y} = M_0 \cos\theta \, , \quad H_{1y} = -H_{2y} = (H_k/2)\cos\psi\cos(\psi-\theta) \\ M_{1z} = -M_{2z} = M_0 \sin\theta \, , \quad H_{1z} = -H_{2z} = (H_k/2)\sin\psi\cos(\psi-\theta) - 2\pi N_{zz} M_0 \sin\theta \, , \end{gathered} \qquad (2.46)$$

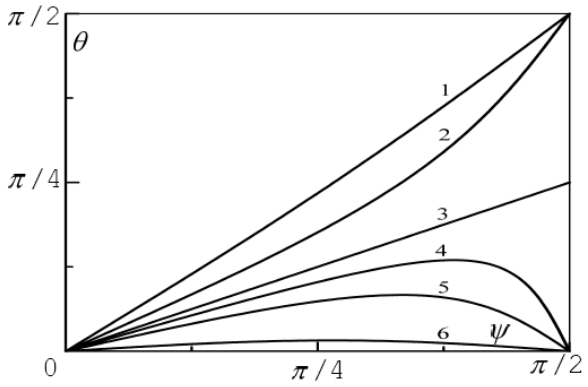


Рисунок 2.7 – Зависимость угла θ от угла отклонения оси анизотропии ψ при различных значениях величины K_y, определяемой уравнением (2.43): (*1*) K_y=10; (*2*) K_y=2; (*3*) K_y=1; (*4*) K_y=0,75; (*5*) K_y=0,5; (*6*) K_y=0,1

где угол θ между направлением магнитного момента и осью *y* записывается в виде

$$\mathrm{tg}2\theta = \frac{K_y \sin 2\psi}{1 + K_y \cos 2\psi}, \quad K_y = \frac{H_\mathrm{k}}{4\pi M_0 N_z}. \tag{2.47}$$

Зависимость угла θ от угла отклонения оси анизотропии ψ показана на рис. 2.7 при различных значениях величины K_y. Видно, что функции $\theta(\psi)$, полученные для случаев K_y>1 и K_y<1, существенно различаются. При K_y>1 величина θ монотонно возрастает вместе с ψ; при K_y<1, угол θ достигает максимума, а затем начинает падать с увеличением угла ψ. Для магнитомягких плёнок, в которых возникают широкие полосовые домены, K_y<<1 и равновесный угол θ мал, поэтому вектор намагниченности слабо отклонен от плоскости плёнки. Тогда (2.47) принимает вид

$$\theta = \frac{H_\mathrm{k}}{8\pi M_0 N_z} \sin 2\psi \left[1 - \frac{H_\mathrm{k}}{4\pi M_0 N_z} \cos 2\psi\right] . \tag{2.48}$$

Магнитная проницаемость плёнки с полосовой доменной структурой. Динамический отклик плёнки на слабое ВЧ магнитное поле можно получить, как это описано в подразделе 2.1. При этом диагональные компоненты тензора магнитной проницаемости запишутся в виде:

$$\begin{aligned}
\mu_x &= 1 + (4\pi\gamma M_0)^2 [N_z \cos 2\theta + H_\mathrm{k}/(4\pi M_0)\cos\{2(\psi-\theta)\} + \mathrm{i}\alpha\omega/(4\pi\gamma M_0)]/K_1^2 , \\
\mu_y &= 1 + (4\pi\gamma M_0)^2 \sin\theta[(1-2N_z)\sin\theta + H_\mathrm{k}/(4\pi M_0)\sin\psi\cos(\psi-\theta) + \mathrm{i}\alpha\omega\sin\theta/(4\pi\gamma M_0)]/K_2^2, \\
\mu_z &= 1 + (4\pi\gamma M_0)^2 \cos\theta[(1-N_z)\cos\theta + H_\mathrm{k}/(4\pi M_0)\cos\psi\cos(\psi-\theta) + \mathrm{i}\alpha\omega\cos\theta/(4\pi\gamma M_0)]/K_2^2,
\end{aligned} \tag{2.49}$$

где

$$\begin{aligned}
K_1^2 &= (1+\alpha^2)(\omega_{\text{рез},1}^2 - \omega^2) - \mathrm{i}\alpha\omega(4\pi\gamma M_0)N_z(\cos^2\theta - 2\sin^2\theta) \\
&\quad + H_\mathrm{k}/(4\pi M_0)\{2\cos^2(\psi-\theta) - \sin^2(\psi-\theta)\}], \\
K_2^2 &= (1+\alpha^2)(\omega_{\text{рез},2}^2 - \omega^2) - \mathrm{i}\alpha\omega(4\pi\gamma M_0)[(2-N_z)\cos^2\theta + (1-3N_z)\sin^2\theta \\
&\quad + H_\mathrm{k}/(4\pi M_0)\{2\cos^2(\psi-\theta) - \sin^2(\psi-\theta)\}].
\end{aligned} \tag{2.50}$$

Из (2.49) и (2.50) видно, что, в отличие от случая однодоменной частицы, все три диагональных компоненты магнитной проницаемости не равны единице, а частота ФМР для μ_x отличается от резонансной частоты для μ_y и μ_z (эффект Полдера–Смита). Эти частоты даются выражениями

$$\omega_{\text{рез},1}^2 = (4\pi\gamma M_0)^2[N_z^2\sin^2\theta + H_\text{k}/(4\pi M_0)N_z\{\cos^2\psi - 2\sin\psi\sin\theta\cos(\psi-\theta)\} + (H_\text{k}/(4\pi M_0))^2\cos^2(\psi-\theta)]/(1+\alpha^2),$$
$$\omega_{\text{рез},2}^2 = (4\pi\gamma M_0)^2[2N_z^2\sin^2\theta - N_z + \cos^2\theta + H_\text{k}/(4\pi M_0)\{K_3(\psi,\theta) - N_z K_4(\psi,\theta)\} + (H_\text{k}/(4\pi M_0))^2\cos^2(\psi-\theta)]/(1+\alpha^2), \quad (2.51)$$

где введены обозначения

$$K_3(\psi,\theta) = \cos\{2(\psi-\theta)\} + \cos\psi\cos\theta\cos(\psi-\theta),$$
$$K_4(\psi,\theta) = \cos\{2(\psi-\theta)\} + \sin\theta[\cos\psi\sin(\psi-\theta) + 2\sin\psi\cos(\psi-\theta)]. \quad (2.52)$$

При $H_\text{k}/(4\pi M_0)>1$ и $\psi=\theta=\pi/2$, (2.51) совпадает с результатом расчёта, проведённого в [673].

Для понимания влияния доменной структуры на динамическую магнитную проницаемость полезно сравнить выражения (2.49) с аналогичными результатами [174], полученными с использованием такого же подхода для однодоменной плёнки: $\mathbf{M}_1=\mathbf{M}_2$ и $N_z=1$,

$$\mu_x = 1 + (4\pi\gamma M_0)^2[\cos 2\theta + H_\text{k}/(4\pi M_0)\cos\{2(\psi-\theta)\} + \text{i}\alpha\omega/(4\pi\gamma M_0)]/K_5^2,$$
$$\mu_y = 1 + (4\pi\gamma M_0)^2\sin\theta[-\sin\theta + H_\text{k}/(4\pi M_0)\sin\psi\cos(\psi-\theta) + \text{i}\alpha\omega\sin\theta/(4\pi\gamma M_0)]/K_5^2, \quad (2.53)$$
$$\mu_z = 1 + (4\pi\gamma M_0)^2\cos\theta[H_\text{k}/(4\pi M_0)\cos\psi\cos(\psi-\theta) + \text{i}\alpha\omega\cos\theta/(4\pi\gamma M_0)]/K_5^2,$$

где

$$K_5^2 = (1+\alpha^2)(\omega_{\text{рез}}^2 - \omega^2) + \text{i}\alpha\omega 4\pi\gamma M_0[\cos^2\theta - 2\sin^2\theta + H_\text{k}/(4\pi M_0)\{2\cos^2(\psi-\theta) - \sin^2(\psi-\theta)\}],$$
$$\omega_{\text{рез}}^2 = (4\pi\gamma M_0)^2[\sin^2\theta + H_\text{k}/(4\pi M_0)\{\cos^2\psi - 2\sin\psi\sin\theta\cos(\psi-\theta)\} + (H_\text{k}/(4\pi M_0))^2\cos^2(\psi-\theta)]/(1+\alpha^2). \quad (2.54)$$

Выражения (2.53) могут быть получены непосредственно из (2.45) в предположении, что домены имеют большую ширину, $A/a>>1$. Тогда $N_z\approx1$ и размагничивание не оказывает влияния на свойства плёнки. Две моды ФМР сливаются в одну, $\omega_{\text{рез},1}=\omega_{\text{рез},2}=\omega_{\text{рез}}$. Соответственно, динамическая магнитная проницаемость плёнки принимает значения, характерные для однодоменных плёнок.

Из (2.49)–(2.53) следует, что компоненты тензора магнитной проницаемости плёнки с полосовой магнитной структурой зависят от четырёх параметров, а именно, угла ψ, под которым направлена ось анизотропии, отношения $H_\text{k}/(4\pi M_0)$, относительной ширины домена A/a и параметра затухания α. Ниже рассмотрено влияние этих параметров на частоту ФМР и значения магнитной проницаемости. Рассмотрение проведено в предположении, что плёнка является магнитомягкой, $H_\text{k}/(4\pi M_0)<<1$, т.к. этот случай важен для практических применений.

Частоты ФМР. Рисунок 2.8 показывает зависимость резонансных частот $\omega_{\text{рез},1}$ и $\omega_{\text{рез},2}$, рассчитанных при помощи (2.51), от относительной ширины доменов A/a при $\psi=\pi/4$ и различных значениях $H_\text{k}/(4\pi M_0)$. Частота $\omega_{\text{рез},1}$ растёт монотонно при увеличении A/a от значений по-

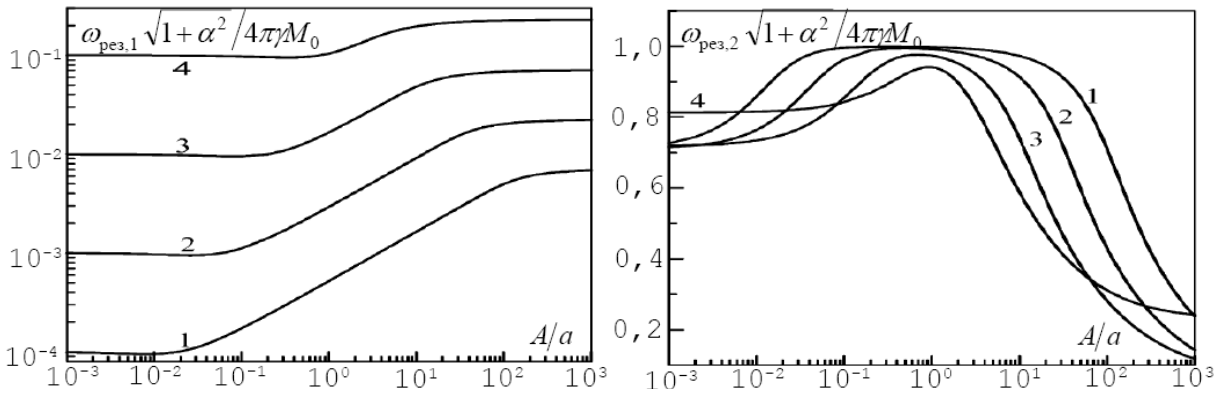


Рисунок 2.8 – Зависимости частот ФМР $\omega_{рез,1}$ (слева) и $\omega_{рез,2}$ (справа), нормированных на величину $4\pi\gamma M_0^2/(1+\alpha^2)^{1/2}$, от относительной ширины доменов A/a при $\psi=\pi/4$ и различных значениях отношения $H_k/(4\pi M_0)$: (1) $H_k/(4\pi M_0)=10^{-4}$; (2) $H_k/(4\pi M_0)=10^{-3}$; (3) $H_k/(4\pi M_0)=10^{-2}$; (4) $H_k/(4\pi M_0)=10^{-1}$

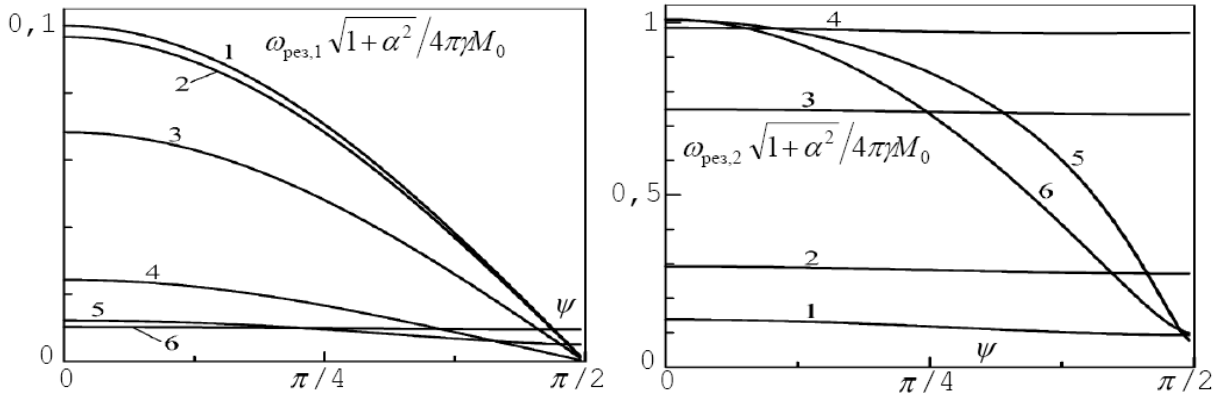


Рисунок 2.9 – Зависимости частот ФМР $\omega_{рез,1}$ (слева) и $\omega_{рез,2}$ (справа), нормированных на величину $4\pi\gamma M_0^2/(1+\alpha^2)^{1/2}$, от величины угла ψ при $H_k/(4\pi M_0)=10^{-2}$ и различных значениях относительной ширины доменов A/a: (1) $A/a=10^3$; (2) $A/a=10^2$; (3) $A/a=10$; (4) $A/a=1$; (5) $A/a=10^{-1}$; (6) $A/a=10^{-2}$

рядка $(4\pi\gamma M_0)/(1+\alpha^2)^{1/2}$ при $A<<a$ до $\omega_{рез}$ при $A>>a$. Для узких доменов частота $\omega_{рез,2}$ значительно превышает $\omega_{рез,1}$. С ростом A/a частота $\omega_{рез,2}$ растёт, достигая максимального значения $(4\pi\gamma M_0)/(1+\alpha^2)^{1/2}$, а затем резко падает. При высоких A/a частоты $\omega_{рез,1}$ и $\omega_{рез,2}$ совпадают и равны частоте ФМР, возникающей в случае отсутствия полосовой доменной структуры.

На рис. 2.9 показаны зависимости $\omega_{рез,1}$ и $\omega_{рез,2}$ от угла ψ между осью анизотропии и плоскостью плёнки при $H_k/(4\pi M_0)=10^{-2}$ и различных значениях A/a. Видно, что $\omega_{рез,1}$ падает с ростом ψ для широких доменов и практически не зависит от ψ, если домены узкие, $A/a<<1$. Наоборот, зависимость $\omega_{рез,2}(\psi)$ слаба для широких доменов, но становится более выраженной при $A/a<<1$: для узких доменов частота $\omega_{рез,2}$ резко снижается при высоких значениях ψ.

Для магнитомягких плёнок полученные выражения для резонансных частот могут быть упрощены. Для узких доменов, $A/a<<1$, принимая во внимание, что $\theta\approx\psi$, получим:

$$\omega_{рез,1}^2=\gamma^2 4\pi M_0 H_k[N_z\cos^2\psi+H_k/(4\pi M_0)]/(1+\alpha^2),$$
$$\omega_{рез,2}^2=(\gamma 4\pi M_0)^2[(1-N_z)\cos^2\psi+H_k/(4\pi M_0)(1+\cos^2\psi-N_z)+(H_k/(4\pi M_0))^2]. \quad (2.55)$$

Для широких доменов, $A/a>>1$, использование (2.45) позволяет получить вместо (2.55):

$$\omega^2_{\text{рез},1} = \gamma^2 4\pi M_0 H_\text{k} \cos^2\psi[N_z + H_\text{k}/(4\pi M_0)\cos^2\psi]/(1+\alpha^2)\,,$$
$$\omega^2_{\text{рез},2} = (\gamma 4\pi M_0)^2[1 - N_z + H_\text{k}/(4\pi M_0)(\cos^2\psi(2-N_z) - \sin^2\psi(1-N_z)) + (H_\text{k}/(4\pi M_0)\cos\psi/N_z)^2\{\cos^2\psi + (1-N_z)(5N_z\sin^2\psi - 1)\}]/(1+\alpha^2)\,. \quad (2.56)$$

Статическая магнитная проницаемость. Диагональные компоненты статической магнитной проницаемости получаются из (2.48) при ω=0:

$$\mu_{x,\text{ст}} = 1 + (\gamma 4\pi M_0/\omega_{\text{рез},1})^2[N_z\cos 2\theta + H_k/(4\pi M_0)\cos\{2(\psi-\theta)\}]/(1+\alpha^2)\,,$$
$$\mu_{y,\text{ст}} = 1 + (\gamma 4\pi M_0/\omega_{\text{рез},2})^2\sin\theta[(1-2N_z)\sin\theta + H_k/(4\pi M_0)\sin\psi\cos(\psi-\theta)]/(1+\alpha^2)\,, \quad (2.57)$$
$$\mu_{z,\text{ст}} = 1 + (\gamma 4\pi M_0/\omega_{\text{рез},2})^2\cos\theta[(1-N_z)\cos\theta + H_k/(4\pi M_0)\cos\psi\cos(\psi-\theta)]/(1+\alpha^2)\,.$$

Из (2.57) следует, что для магнитомягких плёнок, $H_\text{k}/(4\pi M_0)$<<1, наибольшее значение имеет $\mu_{x,\text{ст}}$. Остальные компоненты близки к единице, если угол θ, определяющий равновесное направление статической намагниченности, мал. Далее будем рассматривать именно компоненту $\mu_{x,\text{ст}}$. Для неё из (2.57) следуют асимптотические выражения для случаев широких и узких доменов:

$$\mu_{x,\text{ст}} = 1 + 4\pi M_0/H_\text{k}\,, \quad A/a << 1\,,$$
$$\mu_{x,\text{ст}} = 1 + 4\pi M_0/H_\text{k}/\cos^2\psi - \text{tg}^2\psi/N_z\,, \quad A/a >> 1\,. \quad (2.58)$$

Для плёнок, у которых магнитный момент лежит в плоскости, ψ=0, а $\mu_{x,\text{ст}}$ не зависит от ширины доменов, определяясь первым из выражений (2.58) при любой ширине домена.

Константа Аше. Вопрос о том, как влияет отклонение оси анизотропии от плоскости плёнки на предельное значение СВЧ магнитной проницаемости, рассмотрим, просто перемножив статическую магнитную проницаемость $\mu_{x,\text{ст}}$ (2.57) и квадрат частоты ФМР (2.47), что даёт

$$[\mu_{x,\text{ст}} - 1]\omega^2_{\text{рез},1} = (\gamma 4\pi M_0)^2[N_z\cos 2\theta + H_\text{k}/(4\pi M_0)\cos\{2(\psi-\theta)\}]/(1+\alpha^2)\,. \quad (2.59)$$

Уравнение (2.59) совпадает с (2.14) при N_z=1, ψ=0 и α<<1. Полученное ограничение для динамической магнитной проницаемости рассмотрено ниже для случая $H_\text{k}/(4\pi M_0)$<<1, в зависимости от угла отклонения ОЛН ψ, отношения $H_\text{k}/(4\pi M_0)$ и относительной ширины доменов A/a.

При $H_\text{k}/(4\pi M_0)$<<1 (2.55) упрощается до:

$$[\mu_{x,\text{ст}} - 1]\omega^2_{\text{рез},1} = (\gamma 4\pi M_0)^2[N_z\cos^2\psi + H_k/(4\pi M_0)]/(1+\alpha^2)\,, \quad A << a\,,$$
$$[\mu_{x,\text{ст}} - 1]\omega^2_{\text{рез},1} = (\gamma 4\pi M_0)^2[N_z + H_\text{k}/(4\pi M_0)\cos(2\psi)]/(1+\alpha^2)\,, \quad A >> a\,. \quad (2.60)$$

Из (2.56) следует, что выход ОЛН из плоскости плёнки снижает константу Аше. По аналогии с (2.27), определим приведённую константу Аше k_A так, чтобы она была равна единице в случае выполнения равенства в (2.14), учтем дополнительно зависимость от поля анизотропии согласно (2.15) и введем нормировку на $(1+\alpha^2)$ вслед за [175, 749]:

$$k_A = \frac{[\mu_{x,\text{ст}} - 1]\omega^2_{\text{рез},1}(1+\alpha^2)}{(\gamma 4\pi M_0)^2(1 + H_\text{k}/(4\pi M_0))}\,. \quad (2.61)$$

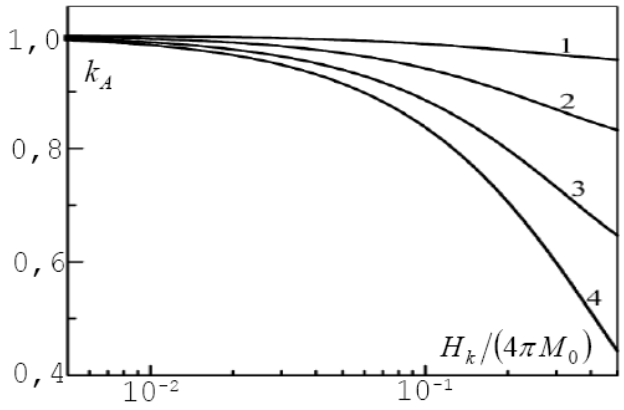


Рисунок 2.10 – Приведённая константа Аше (2.61) в зависимости от параметра $H_k/(4\pi M_0)$ для однодоменной плёнки при различных значениях ψ: (1) $\psi=0{,}1\pi$; (2) $\psi=0{,}2\pi$; (3) $\psi=0{,}3\pi$; (4) $\psi=0{,}4\pi$

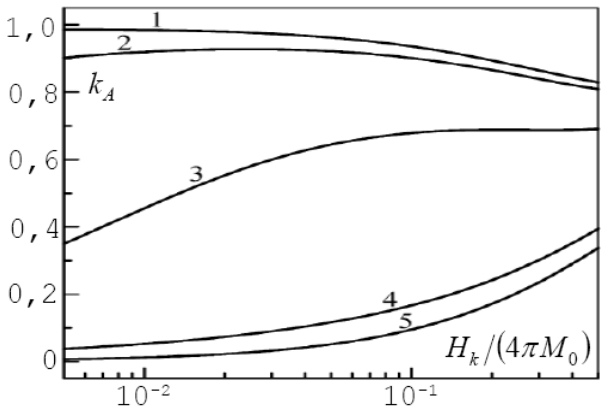


Рисунок 2.11 –Приведённая константа Аше в зависимости от параметра $H_k/(4\pi M_0)$ при $\psi=0{,}2\pi$ и различных значениях A/a: (1) $A/a=10^3$; (2) $A/a=10^2$; (3) $A/a=10$; (4) $A/a=1$; (5) $A/a=10^{-1}$

Рисунок 2.10 показывает значения приведённой константы Аше k_A (2.61) при различных значениях $H_k/(4\pi M_0)$ для однодоменной плёнки, $N_z=1$. Видно, что рост ψ приводит к резкому снижению k_A для плёнок с сильной магнитной анизотропией. Для магнитомягких плёнок ($H_k/(4\pi M_0)<<1$), снижение мало.

Зависимость k_A от $H_k/(4\pi M_0)$ показана на рис. 2.11 при $\psi=0{,}2\pi$ и различных значениях A/a. Для широких доменов k_A снижается с увеличением $H_k/(4\pi M_0)$; ход кривых похож та то, что наблюдается для однодоменных плёнок, см. рис. 2.10. При малой ширине доменов вид кривых радикально меняется. Здесь, как показано выше (см. рис. 2.8), резонансная частота $\omega_{рез,1}$ заметно снижается, что и приводит к резкому уменьшению k_A. Хотя константа и растёт монотонно с увеличением $H_k/(4\pi M_0)$, её величина все равно остается много ниже, чем для широких доменов.

Физический механизм снижения предельных значений динамической магнитной проницаемости может быть объяснен следующим образом. Для узких доменов динамические размагничивающие поля на доменных стенках высоки, что подавляет изменение намагниченности в плоскости плёнки. Соответственно, из-за магнитной анизотропии, ось которой не лежит в плоскости плёнки, изменение намагниченности в направлении, перпендикулярном плоскости плёнки, облегчается, что приводит к снижению магнитной проницаемости в плоскости плёнки.

Изложенные здесь результаты получены с использованием подхода Смита–Белжерса. Обсуждение его применимости к решению данной задачи лежит вне рамок данной работы. Часто измеренная или полученная при микромагнитном моделировании СВЧ магнитная проницаемость плёнок проявляет более сложную резонансную картину [674], которая может быть интерпретирована в терминах движения доменных границ или влияния их конечной толщины; оба эти эффекта выше считались пренебрежимо малыми. Тем не менее, применение подхода Смита–Белжерса позволило получить ограничения на СВЧ магнитные свойства в формульном виде, что важно как для понимания свойств ФМ материалов, так и для решения ряда практических задач.

2.3 Применение интегрального закона Аше для данных, имеющихся в ограниченном частотном диапазоне[#]

Как показано в подразделе 2.1, параметрическая форма закона Аше (2.14) может быть использована только для простых законов частотной дисперсии магнитной проницаемости. Во многих материалах форма частотной зависимости магнитной проницаемости существенно искажена или состоит из нескольких пиков, что приводит к погрешности в определении константы Аше, K_A. Для анализа таких случаев предложена интегральная форма закона Аше. Ниже рассмотрены вопросы её применимости к анализу данных, полученных в ограниченном диапазоне частот.

Зависимость (2.20) отличается от (2.21) наличием дополнительного члена, пропорционального частоте, в знаменателе. Известно [392], что интеграл в правой части (2.26) расходится при подстановке в него закона дисперсии (2.20). Тем не менее, превышение правой частью (2.26) левой части этого уравнения экспериментально не наблюдалось. Обычно считают, что причиной этого является медленная сходимость интеграла (2.27) при высоком затухании. С другой стороны, плохая сходимость интеграла не позволяет во многих случаях зафиксировать выход $i_A(f)$ с ростом частоты на постоянное значение, по которому можно было бы определить величину K_A, по крайней мере, при измерениях в стандартном частотном диапазоне до 20 ГГц. Поэтому использование интегральной формулировки (2.27), как правило, не позволяет получать информацию о структуре материалов.

Обоснование интегрального закона Аше при помощи подхода Фано. Интегральный закон Аше (2.26) был предложен в [84] на основании эмпирических соображений. Для строгого доказательства используем подход Фано. Применим (2.37), считая, что $F=\mathrm{i}f(\mu-1)$, а функция $\mu(f)$ представляет собой сумму лоренцевых членов (2.25). Определяя ВЧ асимптотику в правой части (2.26), получим:

$$\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \mu'' f\, df = \sum_j 4\pi\chi_{\text{ст},j} f_{\text{рез},j}^2 \tag{2.62}$$

Для каждого из лоренцевых членов справедливо (2.14) с правой частью, которая зависит только от намагниченности насыщения материала, одинаковой для всех этих членов. Следовательно, для всех них выполнено (2.26). Таким образом, если сложная форма дисперсионной зависимости магнитной проницаемости связана с неоднородностью структурно-зависимых свойств материала, то справедливо и (2.26).

Если же бесконечная сумма лоренцевых членов применена для того, чтобы описать асимптотическое поведение магнитной проницаемости на высоких частотах, то амплитуды отдельных лоренцевых членов перестают быть связаны с намагниченностью насыщения материала. Таким образом, (2.26) выполняется только если подынтегральное выражение в правой части

[#] Материал подраздела опубликован в [392, 568].

пропорционально $1/f^2$ при $f\to\infty$. Если мнимая часть магнитной проницаемости спадает с частотой быстрее или медленнее, чем $1/f^3$, то интеграл равен нулю или расходится, соответственно.

В дисперсионном законе ЛЛГ (2.20), из-за наличия второго члена в числителе правой части, $\mu''\propto 1/f$ при $f\to\infty$, интеграл (2.26) расходится, и предельное значение, установленное законом Аше, должно превышаться, если частота достаточно высока. Такая же асимптотика и такое же превышение характерны для дебаевского дисперсионного закона (2.24).

Пропорциональность константы Аше концентрации магнитных включений p в неоднородном материале была предположена в [84] на основе равенства констант Аше в КМ, которые описываются двумя пределами Винера (3.6) и (3.7), дающими максимальное и минимальное значения проницаемости в КМ с заданным p. Подход Фано позволяет получить строгое доказательство и для этого утверждения. Действительно, для изотропных КМ с проницаемостью включений $\mu_{\text{вкл}}$, близкой к единице и немагнитной матрицей формула смешения имеет вид ЛЛЛ (3.5), см. раздел 3. Так как всегда $\mu_{\text{вкл}}\to 1$ при $f\to\infty$, именно формула ЛЛЛ справедлива для любого КМ при очень высоких частотах. Поэтому динамическая восприимчивость КМ равна усредненной восприимчивости включений. Подстановка (3.5) в (2.62) приводит к (2.26).

Ниже в этом подразделе рассмотрены условия, при которых константу Аше можно использовать как характеристику предельных ВЧ свойств магнитных материалов.

Сравнение формы частотной зависимости ЛЛГ и Лоренца. Везде в этом подразделе аппроксимация расчётных частотных зависимостей лоренцевым законом частотной дисперсии проводилась стандартным образом, без учёта погрешности определения значений магнитной проницаемости. Для аппроксимации массивы значений проницаемости были рассчитаны с логарифмическим распределением по частоте. Полученные результаты представлены в зависимости от верхней границы диапазона частот, для которого известны значения магнитной проницаемости, $f_{\max}$. Нижняя граница этого диапазона во всех случаях была принята равной 0,1 ГГц.

Реальные частотные зависимости магнитной проницаемости ФМ материалов подчиняются дисперсионному закону ЛЛГ. Законы ЛЛГ (2.20) и Лоренца (2.21) различаются наличием в правой части первого из них дополнительного частотно-зависимого члена в числителе. В пренебрежении этим членом их частотные зависимости совпадают при условии

$$\mu_{\text{ст}}-1=4\pi\gamma' M_0/f_x,\quad f_{\text{рез}}^2=f_x f_y/\left(1+\alpha^2\right),\quad 1/f_{\text{рел}}=\alpha\left(1/f_x+1/f_y\right) \tag{2.63}$$

(рассматривается компонента магнитной проницаемости μ_x). Именно на основании второй формулы (2.59) в [175, 749] сделан вывод, что наличие затухания снижает $K_{\text{А}}$ в $(1+\alpha^2)$ раз.

Так как дисперсии ЛЛГ и Лоренца совпадают при $\alpha=0$, то принято считать, что расхождение между ними мало, если $\alpha<<1$. Это не всегда так. Формы пиков магнитных потерь, даваемых (2.20) и (2.21), будут близки, когда вклад от второго члена в числителе правой части (2.20) мал по модулю вблизи $f_{\text{рез}}$ по сравнению с вкладом от первого члена. Используя для оценки значение $f_{\text{рез}}$ из (2.63), легко получить, что это выполняется, если

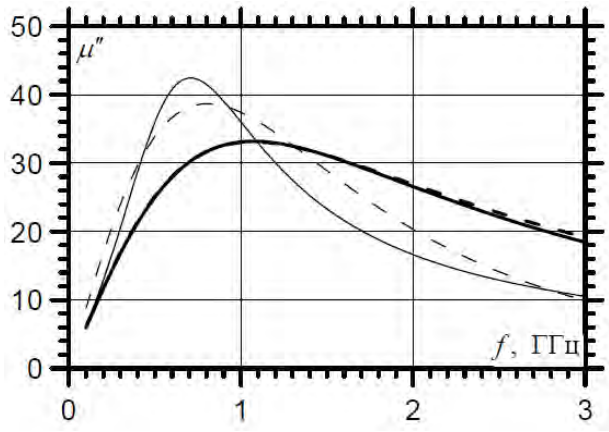


Рисунок 2.12− Сплошные линии: частотная зависимость мнимой части магнитной проницаемости, соответствующая закону частотной дисперсии ЛЛГ (6) при $4\pi\gamma' M_0$=60 ГГц, f_x= 1 ГГц, α=1 и f_y=1 ГГц (тонкая линия) или f_y=10 ГГц (толстая линия). Штриховые линии: результат численной аппроксимации сплошных линий лоренцевым законом частотной дисперсии (2.21)

$$\sqrt{f_y / f_x} >> \alpha/\left(1+\alpha^2\right). \qquad (2.64)$$

Следовательно, дисперсионный закон Лоренца хорошо описывает результат решения уравнения ЛЛГ при любых значения параметра затухания при условии, что f_y/f_x>>1. В соответствии с (2.11), это совпадает с условием получения высоких динамических значений магнитной проницаемости. Следовательно, дисперсионный закон (2.21) пригоден для описания частотных зависимостей магнитной проницаемости именно в тех случаях, когда в материале реализуется высокая СВЧ магнитная проницаемость, подчиняющаяся закону Аше, даже если α~1.

Это проиллюстрировано рис. 2.12, на котором показано сравнение частотной дисперсии (2.20) и (2.21) для f_y/f_x>>1 и f_y/f_x=1; в обоих случаях α=1 и параметры подобраны таким образом, чтобы пик магнитных потерь был расположен вблизи частоты 1 ГГц. Лоренцева частотная зависимость, показанная на рисунках штриховой линией, получена численной аппроксимацией расчётной зависимости ЛЛГ при помощи (2.21) с μ_∞=1 при f_{max}=3 ГГц. Если f_y=10×f_x, то обе кривые близки; при этом параметры аппроксимирующей лоренцевой кривой хорошо совпадают с (2.63). При f_y=f_x формы кривых заметно расходятся, а формулы (2.63) дают лоренцевы параметры, заметно отличающиеся от полученных численным расчётом.

Важность возможности описания реальных дисперсионных зависимостей лоренцевым законом связана с проблемой оптимизации свойств материалов для технических применений, см. раздел 5. Уравнение (2.20) существенно менее удобно для такой оптимизации, т.к. оно содержит четыре свободных параметра, в то время как (2.21) – только три (при условии, что оптическая проницаемость равна единице или другому известному значению). Основными характеристиками дисперсионной зависимости являются амплитуда, положение и ширина пика потерь, т.е., три параметра. Четвёртый параметр определяет форму пика (его асимметрию), которая может зависеть и от многих других факторов, например, от неоднородности материала. Поэтому оптимизация может приводить к значительной неопределенности в значении этого параметра, а значит, и остальных тоже. Поэтому при оптимизации магнитной проницаемости с использованием зависимости ЛЛГ обычно принимают дополнительные предположения, например, f_x=f_y [155, 553, 654].

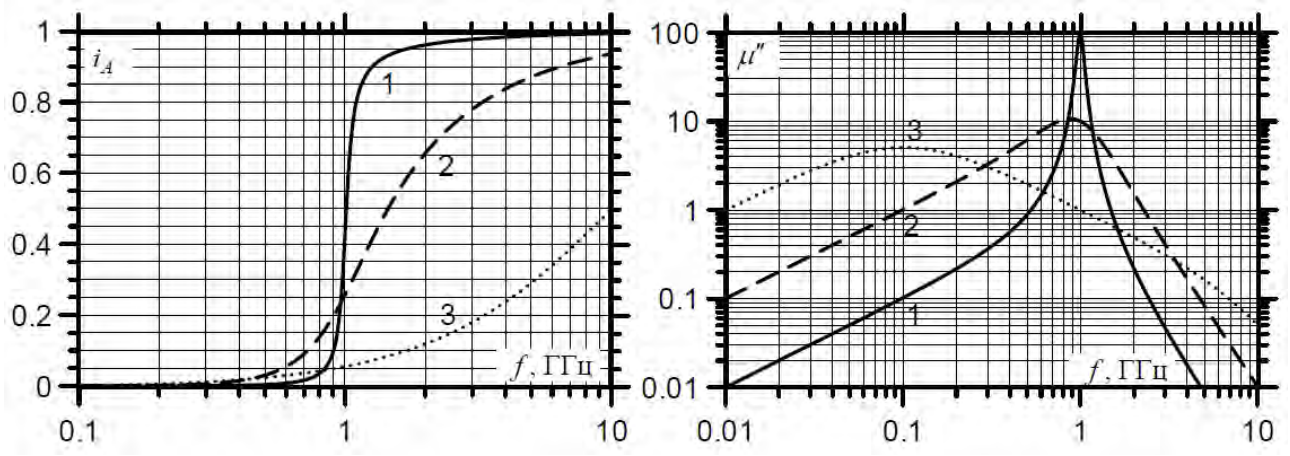


Рисунок 2.13 – Слева: рассчитанные частотные зависимости нормированного интеграла Аше (2.28) для случая лоренцевой частотной зависимости магнитной проницаемости при $f_{рез}$=1 ГГц и $f_{рел}$=10 ГГц (*1*), $f_{рел}$=1 ГГц (*2*) и $f_{рел}$=0,1 ГГц (*3*). Справа: соответствующие зависимости $\mu''(f)$

Константа Аше для дисперсионного закона ЛЛГ. Для точного определения константы Аше при помощи (2.28) необходимо, чтобы частота $f_{макс}$ была высока настолько, что интеграл в правой части этого уравнения уже от неё не зависит. Для лоренцевой частотной зависимости это условие определяется только затуханием в материале. Простая оценка влияния затухания на сходимость интеграла Аше может быть получена интегрированием ВЧ асимптотики потерь в (2.21): при $f\to\infty$ асимптотика нормированного интеграла Аше даётся выражением

$$i_A\left(f_{макс}\right)=1-\frac{2}{\pi}\frac{f_{рез}^2}{f_{макс}\,f_{рел}}. \qquad (2.65)$$

На рис. 2.13 показан нормированный интеграл Аше (2.28), рассчитанный для лоренцевых частотных зависимостей магнитной проницаемости с различным соотношением $f_{рез}$ и $f_{рел}$, а также соответствующие частотные зависимости мнимой части магнитной проницаемости. Видно, что при большом затухании поиск K_A интегрированием магнитных потерь по ограниченному частотному диапазону может давать высокую погрешность. Величина i_A близка к единице, если $f_{макс}/f_{рез}>>(2/\pi)$ $(f_{рез}/f_{рел})$. При высоких α пик потерь (на частотах вблизи которого чаще всего и проводят измерения) близок к $f_{рел}$, а частота $f_{рез}$ лежит значительно выше; соответственно, $f_{макс}$ должна быть ещё выше, чем $f_{рез}$. С другой стороны, для уточнения i_A из измеренных данных в случае высокого затухания может быть использовано асимптотическое поведение (2.61).

В отличие от лоренцевой частотной зависимости, при использовании закона частотной дисперсии ЛЛГ (2.20) интеграл (2.26) расходится и, следовательно, превышает предел, установленный законом Аше. Применение (2.27) для анализа магнитной проницаемости в этом случае возможно, если существует интервал частот, где значение интеграла Аше слабо меняется с частотой («выходит на насыщение»). Для этого должны быть выполнены два условия. Во-первых, частота должна быть не слишком высока, чтобы вклад в интеграл от второго члена в числителе (2.20) был мал по сравнению с предельным значением, определяе-

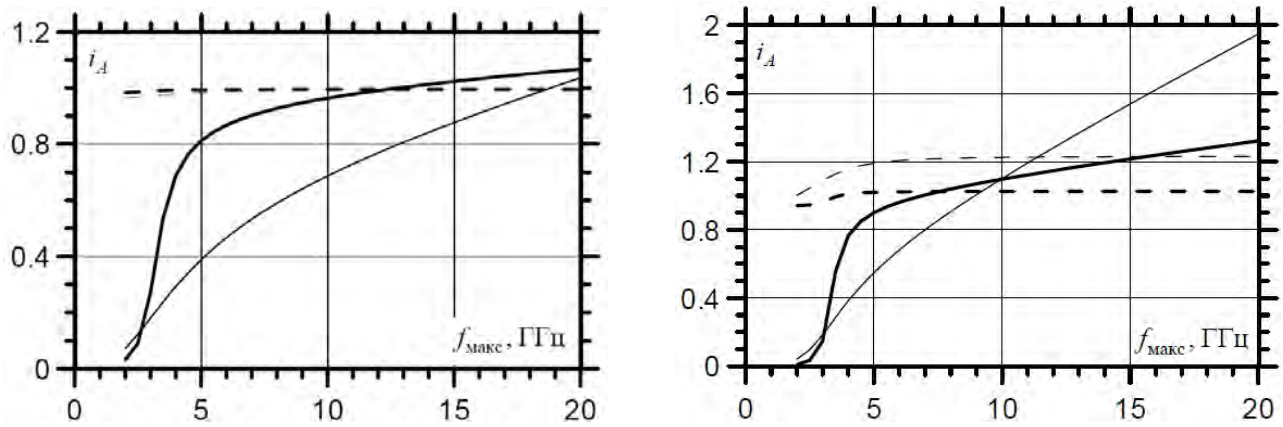


Рисунок 2.14 – Нормированный интеграл Аше (2.28), рассчитанный для дисперсионного закона ЛЛГ (сплошные линии) с $4\pi\gamma' M_0$=60 ГГц, f_y=10 ГГц и f_x=1 ГГц (слева) и $4\pi\gamma' M_0$=60 ГГц, f_y=3,3 ГГц и f_x=3,3 ГГц (справа), Параметр затухания α=0,1 (толстые линии) и α=0,5 (тонкие линии). Пунктир – результат аппроксимации лоренцевой частотной зависимостью в ограниченном частотном диапазоне

мым первым членом. Во-вторых, частота должна быть не слишком низка, чтобы это предельное значение было достигнуто. Первое из этих условий можно записать на основании асимптотического выражения для мнимой части магнитной проницаемости при $f\to\infty$ и предельного значения константы Аше, полученного подстановкой (2.63) в (2.14), что даёт

$$f << f_y/\alpha \ . \tag{2.66}$$

Второе условие записывается с учётом (2.63) и (2.66) как

$$f >> \frac{\alpha}{1+\alpha^2}\left(f_x + f_y\right). \tag{2.67}$$

Из (2.66) и (2.67) следует, что диапазон частот, в котором интеграл (2.27) слабо зависит от частоты, существует, если

$$\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} << \frac{f_y}{f_x + f_y}. \tag{2.68}$$

Неравенство (2.68) выполняется только при α<<1, независимо от значения f_y/f_x. Поэтому интеграл Аше может быть использован для анализа данных только при условии малости α.

Это иллюстрирует рис. 2.14, где показаны результаты расчёта константы Аше с использованием данных о частотной зависимости ЛЛГ, полученных в ограниченном частотном диапазоне. Слева на рисунке даны данные для случая f_y/f_x>>1, когда частотные зависимости ЛЛГ Лоренца слабо отличаются друг от друга. Из графиков видно, что поиск константы Аше интегрированием потерь, результат которого показан сплошными линиями, позволяет получить только приблизительную оценку при α=0,1. При более высоких потерях, например, при α=0,5, из зависимости $i_A(f)$ трудно сделать какие-либо выводы о значении K_A. В то же время, аппроксимация реальной частотной зависимости лоренцевым законом частотной дисперсии (пунктирная линия) позволяет получить точное значение константы Аше; это возможно даже и при $f_{макс}$=2 ГГц, т.е., когда резонансная частота лежит за пределами измеренного диапазона частот.

Правый график соответствует случаю $f_y=f_x$. Здесь ошибка определения константы Аше интегрированием значительно выше; фактически, её значение не может быть определено таким образом. Для случая малых потерь лоренцева аппроксимация даёт по-прежнему хороший результат; при больших потерях, α=0,5, возникает погрешность, приводящая к получению значения i_A=1,23. Использование большего числа членов в лоренцевом законе частотной дисперсии (2.25) приводит к получению ещё более завышенных значений: дополнительные резонансы учитывают завышение ВЧ потерь в ЛЛГ по сравнению с лоренцевым законом частотной дисперсии, что приводит к повышению константы Аше. Например, для данных, показанных тонкими линиями справа на рис. 2.14, аппроксимация с n=2 даёт i_A=2,5, а с n=3 – i_A=3,3.

Отметим, что в рассмотренном случае достаточно точное определение константы Аше может быть проведено по (2.14), если рассматривать $f_{рез}$ не как частоту максимума магнитных потерь, как это принято обычно, а как частоту, на которой μ'=1. Такое определение даёт данные, полностью совпадающие с результатом использования лоренцевой аппроксимации с n=1, в том числе и для случая высоких потерь на правом графике рис. 2.14, где аппроксимация даёт завышенное значение i_A. Завышение связано с тем, что для закона частотной дисперсии ЛЛГ восприимчивость равна нулю на частоте

$$f\big|_{\mu'=1} = 1 + f_y \sqrt{f_x} \Big/ \sqrt{f_y - f_x \alpha^2} \,. \qquad (2.69)$$

Следовательно, при $f_y/f_x<\alpha^2$ действительная часть магнитной проницаемости, даваемой дисперсионным законом ЛЛГ, выше единицы на любой частоте.

Отметим ещё раз, что анализ измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости при помощи дисперсионного закона ЛЛГ часто приводит к получению высоких значений α, иногда до нескольких сотен, см., напр., [654]. Известно, что затухание в магнитных материалах может быть разделено на внутреннее (связанное с релаксацией магнитного момента при его прецессии) и внешнее (связанное, в основном, с неоднородностью материала) [313]. Внутреннее затухание характеризуется значениями α<0,1 [263]; более высокие значения α должны быть отнесены к процессам внешнего затухания, т.е., к распределению частот ФМР в отдельных участках материала. Тогда форма пика должна определяться видом этого распределения, который может не совпадать с результатом как ЛЛГ, так и лоренцева закона.

Полученные результаты указывают на то, что константа Аше не зависит от значения параметра Гилберта, в противоположность предположению [175, 749]. Однако то, что величина α в дисперсионном законе ЛЛГ должна быть мала, α<0,1 [263], делает эту проблему неактуальной. По этой же причине ниже в качестве исходных частотных зависимостей магнитной проницаемости для моделирования размывания пика магнитных потерь использован лоренцев закон.

Отметим также, что уравнение (2.19) может рассматриваться как введение зависимости поля магнитной анизотропии от частоты и разложение этой зависимости в ряд при низких частотах. В литературе обсуждается возможность учёта следующих членов разложения [155] или, что то же самое, введения частотной зависимости параметра затухания [84, 382]. Вследствие

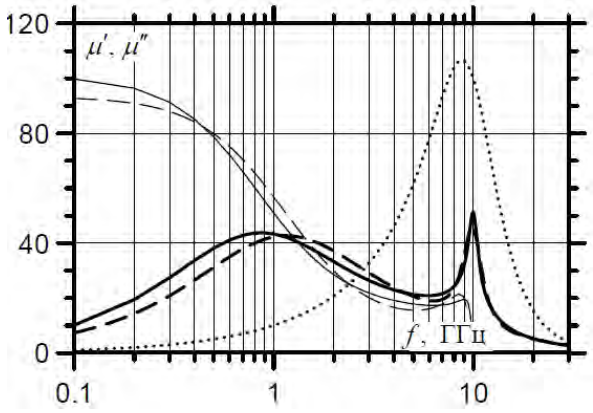


Рисунок 2.15 − Сплошные линии: действительная (тонкие линии) и мнимая (толстые линии) части кажущейся магнитной проницаемости, рассчитанные для частицы со скинированием по (2.32) в предположении, что f_δ=1 ГГц, а собственная магнитная проницаемость частицы описывается лоренцевым законом (2.21) с $\mu_{ст}$=100, $f_{рез}$=$f_{рел}$=10 ГГц, μ_∞=1. Пунктир – мнимая часть собственной магнитной проницаемости. Штриховые линии − результат аппроксимации кажущейся проницаемости суммой двух лоренцевых зависимостей (n=2 в (2.25)).

этого, (2.19) может быть справедливо только на частотах ниже ФМР и вблизи него, когда диссипативный член мал по сравнению с первым членом в правой части (2.18). Поэтому расходимость интеграла (2.26) для закона дисперсии ЛЛГ требует дальнейшего исследования.

Частотная зависимость магнитной проницаемости в случае сильного скинирования. Наличие скин-эффекта также приводит к искажению частотной зависимости магнитной проницаемости. Пусть для собственной магнитной проницаемости материала выполняется лоренцев закон частотной дисперсии (2.21). Кажущаяся магнитная проницаемость, обусловленная скинированием, может быть найдена при помощи преобразования (2.29). Для определенности рассмотрим случай, где функция F_δ задана уравнением (2.32).

Частотная зависимость собственной магнитной проницаемости определяется полюсом лоренцевой частотной зависимости, $\pm f_{рез}+if_{рез}^2/(2f_{рел})$ (при условии, что добротность лоренцева резонанса достаточно высока, $f_{рез}<<f_{рел}$). Точно так же, частотная зависимость кажущейся магнитной проницаемости определяется полюсами правой части (2.32), т.е., комплексными частотами, на которых аргумент тангенса кратен нечётным мультиполям $\pi/2$. В пренебрежении оптической проницаемостью, из (2.29) и (2.32) следует, что скинирование переводит лоренцев полюс собственной магнитной проницаемости в бесконечный ряд полюсов кажущейся проницаемости, $\pm f^*_{рез,j}+if^*_{рез,j}{}^2/(2f^*_{рел,j})$.:

$$\frac{1}{f^*_{рел,\,j}}=\frac{1}{f_{рел}}+8\frac{\mu_{ст}a^2\sigma}{(2j-1)^2c^2}=\frac{1}{f_{рел}}+\frac{1}{(2j-1)^2\,f_\delta},\qquad f^*_{рез,\,j}=f_{рез}\,, \tag{2.70}$$

где a – характерный размер (толщина) частицы, f_δ дана формулой (2.33), а j=1,2,…,∞ и использовано условие μ>>1. Парциальные восприимчивости, соответствующие этим полюсам, могут быть вычислены через вычеты в полюсах, что приводит к зависимости этих восприимчивостей от j, пропорциональной $(2j–1)^2$. Следовательно, аппроксимация полученной частотной зависимости обобщённым лоренцевым законом частотной дисперсии может близко совпадать с исходной зависимостью при удержании только нескольких первых лоренцевых членов.

Это проиллюстрировано рис. 2.15, где показано, что частотная зависимость магнитной проницаемости, полученная в результате скинирования, может быть достаточно точно приближена суммой двух лоренцевых кривых. Параметры расчёта указаны в подписи к рисунку.

Видно, что скин-эффект приводит к расщеплению ФМР на два отдельных пика: НЧ пик имеет максимум магнитных потерь на f_δ, а ВЧ пик является следом собственного резонанса материала плёнки. Штриховые линии на рисунке показывают результат аппроксимации сплошных линий суммой двух лоренцевых членов (n=2 в (2.25)). Частота резонанса обоих аппроксимирующих резонансов близка к частоте ФМР истинной проницаемости материала. НЧ резонанс имеет частоту релаксации, равную f_δ и соответствует старшему из резонансов в (2.70), j=1. ВЧ резонанс можно рассматривать как некое среднее от младших членов в (2.70).

Поэтому наличие размытого пика магнитных потерь, близкого к дебаевскому, можно считать признаком того, что частотная зависимость магнитной проницаемости обусловлена скинированием. Другим индикатором присутствия скинирования считается «критерий скин-эффекта», рассмотренный в подразделе 2.1. Отметим, что применение этого критерия основано на НЧ асимптотическом поведении магнитных потерь, возникающих вследствие скин-эффекта: μ'=const и $\mu'' \propto f$. Однако, т.к. действительная часть проницаемости является чётной функцией частоты, а мнимая часть – нечётной функцией частоты [46], такое асимптотическое поведение свойственно магнитным пикам любой природы. Поэтому выполнение равенства (2.35) на низких частотах не является доказательством доминирующей роли скин-эффекта в появлении магнитных потерь: такое же равенство должно выполняться для любых других механизмов магнитных потерь. Использование критерия оправдано только в тех случаях, когда известно, что магнитные потери, возникающие вследствие движения доменных границ и ФМР, лежат далеко в ВЧ области по сравнению с потерями, связанными со скин-эффектом.

Выполнение закона Аше при наличии скинирования. Из предыдущего анализа следует, что скин-эффект не изменяет положение резонансной частоты, определяемой из условия μ'=1. Он не влияет также и на $\mu_{ст}$, откуда в [90] сделан вывод, что наличие скинирования не влияет на выполнение соотношений (2.14) и (2.27). Это не так. Формула (2.70) получена в пренебрежении оптической проницаемостью. Учёт μ_∞ приводит к громоздким выражениям, поэтому рассмотрим вместо этого другой предельный случай, когда частотно-зависимый второй член в (2.20) мал по сравнению с частотно-независимой оптической проницаемостью. В этом случае легко получить, что полюса кажущейся проницаемости характеризуются бесконечной резонансной частотой. Каждая из возникающих линий поглощения имеет дебаевский вид, и их присутствие приводит к расходимости интеграла в правой части (2.26). Так как с ростом частоты частотно-зависимый член в (2.20) рано или поздно становится меньше частотно-независимого, то интеграл в правой части (2.26) всегда расходится при наличии скинирования. Заметим, что такие же линии поглощения возникают и в немагнитных проводниках, так что скин-эффект в них приводит к появлению неединичной динамической магнитной проницаемости [47].

Для оценки вклада этих линий в интеграл (2.26) рассмотрим их первую моду (j=1) и будем считать, что её амплитуда соответствует единичной статической магнитной проницаемости. Тогда релаксационная частота для этой линии равна f_δ, и вклад этой линии в интеграл (2.28), равный $(2/\pi)f \times f_\delta$, принимает значения порядка K_A при $f \sim (\pi/2)\, f_{рез}^2/f_\delta$. Для материалов с высокой

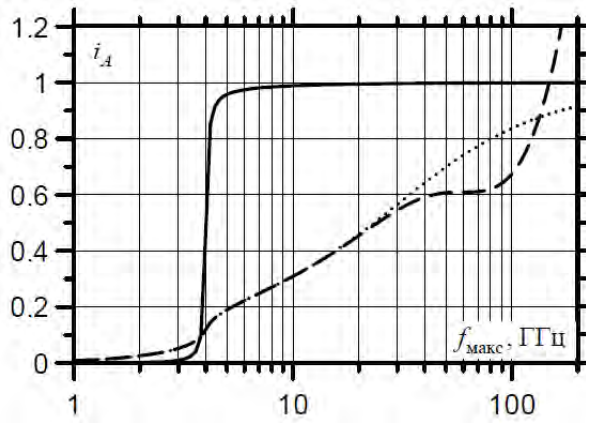


Рисунок 2.16 − Расчётные зависимости $i_A(f_{макс})$ для лоренцевой частотной зависимости (2.21) с $\mu_{ст}$= 225, $f_{рез}$=4 ГГц, $f_{рел}$=100 ГГц, μ_∞=1 (сплошная линия); для кажущейся магнитной проницаемости, полученной из собственной проницаемости, соответствующей указанным выше параметрам при учёте скинирования с f_δ=0,5 ГГц (штриховая линия); для кажущейся магнитной проницаемости, полученной из собственной проницаемости, соответствующей сплошной линии в предположении μ_∞=0 и f_δ=0,5 ГГц (пунктирная линия)

магнитной проницаемостью эта частота достаточна велика.

Рисунок 2.16 иллюстрирует сходимость интеграла Аше для случая скин-эффекта. Сплошной линией на рисунке показана зависимость $i_A(f)$ для лоренцевой частотной зависимости (2.21) с $\mu_{ст}$= 225, $f_{рез}$=4 ГГц, $f_{рел}$=100 ГГц, μ_∞=1. Штриховая линия показывает ту же зависимость для кажущейся магнитной проницаемости, полученной из этой лоренцевой зависимости при учёте скинирования с f_δ=0,5 ГГц. Видно, что кривая резко идет вверх на частотах выше 100 ГГц, что связано с расходимостью интеграла Аше в случае скин-эффекта. Оценка, приведённая в предыдущем абзаце, для этих значений даёт 50 ГГц; с учётом сделанных при получении этой оценки приближений совпадение является удовлетворительным. Пунктирная линия показывает такой же расчёт, проведённый в предположении μ_∞=0. В этом случае предположение, при котором получено (2.70), выполняется при любом j, резкого роста интеграла не наблюдается и нормированный интеграл Аше сходится к единице. Таким образом, можно считать, что расходимость интеграла Аше в случае скинирования возникает на достаточно высоких частотах, и в СВЧ диапазоне интегральный закон Аше может быть применён для анализа свойств материалов.

Отметим, что штриховая и пунктирная кривые различаются также в области частот от 40 до 120 ГГц. Это различие связано с особенностями, возникающими при переходе действительной части собственной магнитной проницаемости через ноль. При близости магнитной проницаемости к нулю глубина скин-слоя резко возрастает, а потери, связанные со скинированием, снижаются, что и вызывает уменьшение значения интеграла в расчёте, результат которого показан пунктиром. При μ_∞=0 действительная часть собственной магнитной проницаемости всегда ниже нуля на частотах выше резонанса, и такого эффекта не возникает. Указанное расхождение не может быть предсказано на основе упрощенной математической трактовки скинирования, использованной в этом пункте.

Отметим также медленную сходимость интеграла Аше для случая скинирования, очевидную из рис. 2.16. Действительно, согласно (2.70) влияние скин-эффекта сводится к снижению релаксационной частоты в преставлении кажущейся магнитной проницаемости лоренцевой зависимостью, а это, в свою очередь, ухудшает сходимость интеграла Аше в соответствии с (2.63). То, что ВЧ потери в случае скинирования определяются, в основном, пиком магнитных потерь,

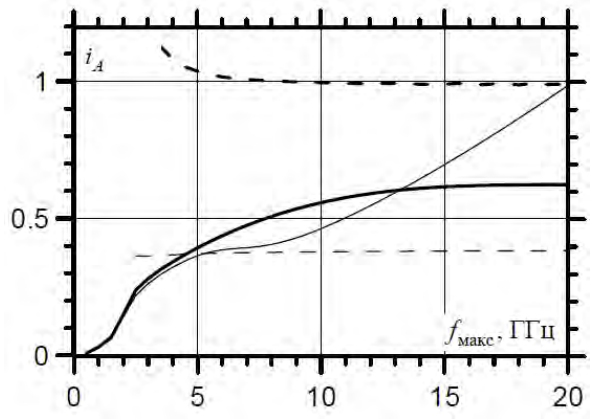


Рисунок 2.17 – Определение интегральной константы Аше для случая скинирования. Сплошные линии: расчёт интегрированием для случаев, когда собственная магнитная проницаемость подчиняется закону Лоренца с параметрами $\mu_{ст}$=100, $f_{рез}$=2 ГГц, $f_{рел}$=50 ГГц, f_{δ}=0,4 ГГц (жирная линия) и $\mu_{ст}$=10, $f_{рез}$=2 ГГц, $f_{рел}$=10 ГГц, f_{δ}=0,4 ГГц (тонкая линия). Пунктир: расчёт аппроксимацией для этих же параметров

связанным со скин-эффектом и расположенным на частоте f_{δ}, хорошо видно из рис. 2.15.

На рис. 2.17 показаны результаты расчёта интегральной константы Аше для случая, когда скинирование существенно. Для всех кривых на рисунке частотная зависимость магнитной проницаемости определяется лоренцевым законом с $f_{рез}$=2 ГГц; амплитуда собственной проницаемости и значение проводимости выбраны так, что f_{δ}=0,4 ГГц, т.е. влияние скинирования существенно. В связи с тем, что скинирование может приводить к появлению двух пиков магнитной проницаемости, аппроксимация лоренцевыми зависимостями выполнена с n=2 в (2.25).

Жирными линиями на рисунке показаны результаты расчёта константы Аше при помощи интегрирования и аппроксимации для случая высокой магнитной проницаемости и высокой добротности магнитного резонанса, $\mu_{ст}$=100 и $f_{рел}$=50 ГГц. В этом случае, в соответствии с анализом, проведённым выше, интегрирование даёт значительно заниженные значения K_A при всех $f_{макс}$ вплоть до 20 ГГц. Аппроксимация позволяет получать значения, близкие к единице, при $f_{макс}$>4 ГГц. При более низких $f_{макс}$ получаются завышенные значения; при $f_{макс}$<4 ГГц, т.е., когда резонансная частота собственной проницаемости лежит выше измеряемого частотного диапазона, резонансная частота и, следовательно, константа Аше не могут быть определены при помощи аппроксимации.

Физический смысл этого результата можно объяснить следующим образом. Как понятно из вида интегралов (2.26)–(2.28), значения μ'' на высоких частотах дают основной вклад в значение интеграла Аше. При интегрировании μ'' в ограниченном диапазоне частот эти значения не учитываются, что приводит к получению заниженного значения K_A. Преимущество лоренцевой аппроксимации состоит в том, что она включает в себя предположение о ВЧ асимптотике магнитной проницаемости. Скинирование приводит к появлению достаточно высоких и медленно спадающих ВЧ магнитных потерь, что соответствует поведению лоренцевой кривой.

При понижении амплитуды и добротности резонанса собственной магнитной проницаемости точность определения константы Аше аппроксимацией снижается. Тонкими линиями на рисунке показаны результаты расчёта при $\mu_{ст}$=10 и $f_{рел}$=10 ГГц. Здесь аппроксимация даёт значительно заниженные значения, порядка 0,4. Это значение даже ниже, чем значение, полученное интегрированием; но в случае интегрирования полученная величина зависит от $f_{макс}$; при $f_{макс}$=20 ГГц она сравнивается с единицей и продолжает расти дальше. Таким

образом, при указанных значениях параметров точное определение константы Аше невозможно ни одним из двух рассматриваемых способов.

Отметим, что для скинирования хорошие результаты опять даёт применение (2.14). При высоких значениях собственной статической проницаемости частота, на которой $\mu'=0$, совпадает для собственной и кажущейся проницаемостей. Так как их статические значения также совпадают, значение константы Аше может быть определено с высокой точностью. Даже во втором из рассмотренных в этом пункте случаев применение (2.14) даёт $K_A=1{,}03\ (\gamma'\ 4\pi M_0)^2$.

Форма дисперсионной кривой в неоднородных материалах. Для оценки возможности получения точных значений K_A в неоднородных материалах используем формулы смешения, разработанные в теории КМ, см. раздел 3. Известно, что применение любой формулы смешения, кроме теории Максвелл Гарнета, к лоренцевой частотной зависимости, приводит к искажению формы частотной зависимости и возникновению набора резонансных частот эффективной магнитной проницаемости. В качестве модельной теории эффективной среды используем симметричную ТЭС Брюггемана (3.4).

ТЭС предполагает широкое распределение эффективных резонансных частот отдельных включений при концентрациях, близких к порогу протекания, $p_c=N$. Диапазон, в котором лежат эффективные резонансные частоты, определяется формулой (3.24); при концентрациях вблизи порога протекания, s1≈0, s2≈0 и (3.24) может быть приближенно переписана в виде

$$f_{\text{рез}} < f < f_{\text{рез}}\sqrt{1+\mu_{\text{ст}}}\ ,$$

где $f_{\text{рез}}$ – резонансная частота, соответствующей собственной проницаемости включений, а $\mu_{\text{ст}}$ – статическое значение собственной проницаемости включений.

Как показано в подразделе 2.1, любая формула смешения приводит к значению K_A для эффективной проницаемости, равному константе Аше включений, умноженному на p, поэтому вопрос о расходимости интеграла Аше в такой постановке задачи не встает. Известно также, что ТЭС внутренне непротиворечива только в случае $N=1/3$. Именно это значение форм-фактора было принято в расчёте, проведённом ниже, несмотря на то, что, строго говоря, форм-фактор в магнитных КМ должен соответствовать величине, используемой при решении уравнения ЛЛГ для включений. Для выполнения закона Аше это значение должно быть мало. Кроме того, при низком размагничивании включений (что необходимо для получения высокой эффективной магнитной проницаемости) эффективные свойства КМ описываются формулой Винера (3.6). Но эта формула не описывает искажения частотной зависимости магнитной проницаемости и поэтому не годится для целей проведённого в данном подразделе анализа. Таким образом, ТЭС использована ниже только для иллюстрации влияния распределения $f_{\text{рез}}$ на результат вычисления K_A, и получаемые дисперсионные зависимости эффективной магнитной проницаемости могут не соответствовать свойствам реальных КМ.

На рис. 2.18 сплошной линией показана частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости, рассчитанная по ТЭС в предположении, что собственная магнитная проницае-

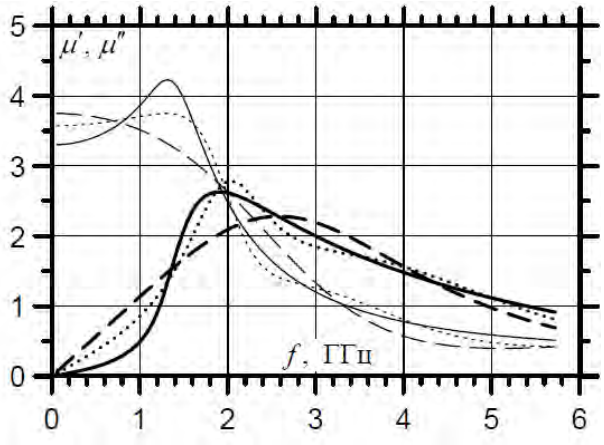


Рисунок 2.18 – Сплошные линии: частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости КМ, рассчитанная по ТЭС из дисперсионного закона (2.21) при p=0,25, N=1/3, $\mu_{ст}$=200, $f_{рез}$=1 ГГц и $f_{рел}$=10 ГГц. Штриховые линии – лоренцева аппроксимация расчётной зависимости при n=1, пунктир – при n=2. Толстые линии – мнимая часть проницаемости, тонкие – действительная часть

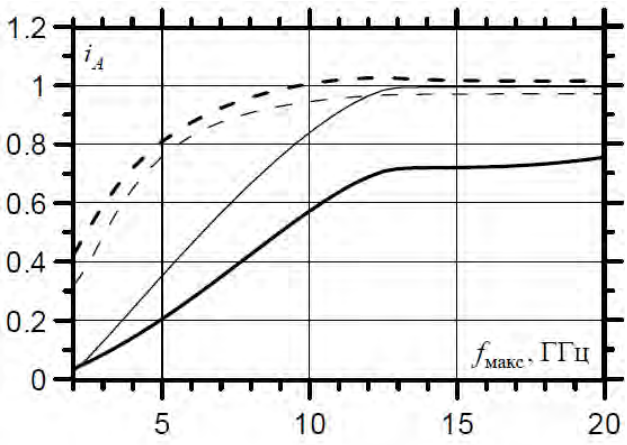


Рисунок 2.19 – Определение константы Аше в случае неоднородного материала: Сплошные линии – расчёт интегрированием для N=1/3, p=0,25, $\mu_{ст}$=200, $f_{рез}$=1 ГГц и $f_{рел}$=10 ГГц (тонкая линия) и для тех же параметров, но с учётом скинирования с f_{δ}=0,11 ГГц (толстая линия). Пунктир: расчёт аппроксимацией с n=2 для этих же параметров

мость включений описывается лоренцевым дисперсионным законом (2.21). В качестве параметров расчёта были взяты $\mu_{ст}$=100, $f_{рез}$=1 ГГц, $f_{рел}$=10 ГГц, p=0,25, N=1/3. Штриховая линия показывает результат аппроксимации расчётной кривой зависимостью Лоренца (2.25) с n=1, пунктир – с n=2. Видно, что ТЭС приводит к сильному искажению формы лоренцевой частотной зависимости при концентрациях вблизи порога протекания и лоренцева аппроксимация не позволяет добиться близкого совпадения с аппроксимирующей кривой даже при n=2.

Константа Аше для неоднородного материала. На рис. 2.19 даны результаты расчёта интегральной константы Аше в зависимости от верхней границы частотного диапазона $f_{макс}$, в котором имеются данные о магнитной проницаемости. Сплошными линиями показан результат, полученный интегрированием с использованием формулы (2.28) для двух случаев: для эффективной проницаемости, полученной при помощи ТЭС с N=1/3 и p=0,25 из лоренцевой частотной зависимости с $\mu_{ст}$=200, $f_{рез}$=1 ГГц и $f_{рел}$=10 ГГц (серая кривая) и для тех же параметров, но с учётом скинирования с f_{δ}=0,11 ГГц. Штриховые линии показывают данные для тех же значений параметров, полученные аппроксимацией лоренцевой частотной зависимостью с n=2.

При расчёте без скинирования значения i_A, полученные интегрированием, становятся близки к единице вблизи 13 ГГц, что близко к значению $f_{рез}\sqrt{1+\mu_{ст}}$. При более низких $f_{макс}$ отклонение значения i_A, полученного интегрированием, от единицы более чем вдвое выше погрешности, полученной для аппроксимации. Такая же ситуация наблюдается и в расчёте с учётом скинирования, с той лишь разницей, что в этом случае при высоких значениях $f_{макс}$ интегрирование даёт заниженные значения i_A, порядка 0,7. Таким образом, использование аппроксима-

ции лоренцевой зависимостью позволяет увеличить точность определения константы Аше также и в случае неоднородных материалов.

Единственным случаем, когда расчёт интегрированием позволяет добиться более точного результата по сравнению с расчётом аппроксимацией, является случай $f_{\text{макс}} > f_{\text{рез}}\sqrt{1+\mu_{\text{ст}}}$. Это может быть объяснено следующим образом. Использование лоренцевой аппроксимации основано на некоторых предположениях о виде частотной зависимости $\mu(f)$ за пределами измеряемого диапазона. Строго говоря, об этом виде не известно ничего: выше $f_{\text{макс}}$ может быть как резкое снижение потерь, вплоть до нуля, так и их резкий рост, приводящий к существенно более высоким значениям K_A. Применение аппроксимации неявно предполагает, что резонансов магнитной проницаемости области частот выше $f_{\text{макс}}$ нет и вся ВЧ асимптотика связана с «хвостами» резонансов, лежащих в пределах рабочего диапазона частот. Если этот диапазон широк, а аппроксимация проводится при помощи двух резонансов, то они должны иметь низкую добротность, чтобы обеспечить наличие потерь во всем диапазоне. Если доминирующим эффектом является скинирование, то предположение о низкой добротности оправданно: основным источником ВЧ потерь является НЧ пик, имеющий низкую добротность. При размывании магнитного спектра, связанном с неоднородностью, ситуация иная. Здесь возникает непрерывный, ограниченный и снизу, и сверху спектр резонансных частот, добротность которых растёт с ростом частоты, начиная от добротности исходного магнитного спектра, которая также высока. Поэтому выше верхней из резонансных частот эффективной проницаемости потери резко падают с частотой. Этот спад не может быть описан низкодобротными аппроксимирующими резонансами, что и приводит к завышению получаемой оценки K_A.

Для неоднородных материалов использование соотношения (2.14) приводит к неправильному определению константы Аше. Для данных, для которых построен рис. 2.19, например, применение (2.14) даёт i_A=0.32 для тонкой кривой и i_A=0.44 для жирной кривой. Это связано с тем, что при наличии распределения резонансных частот их среднее значение может заметно отличаться от частоты, на которой вещественная часть восприимчивости обращается в ноль.

Обсуждение. Перспективность использования закона Аше для анализа экспериментальных данных широко обсуждается в литературе. Такому использованию препятствуют два обстоятельства. Во-первых, закон строго выведен только для простейшего случая однороднонамагниченной эллипсоидальной частицы, без учёта наличия доменной структуры и скинирования. Параметрическая форма закона применима только для высокодобротного ФМР, в котором нет расщепления пика или искажения его формы. Во-вторых, интеграл Аше, который используют для определения константы Аше для сложных дисперсионных зависимостей, во многих случаях сходится крайне медленно. Так как экспериментальные данные доступны в ограниченном частотном диапазоне, это резко снижает точность получаемой оценки константы Аше.

Выше проведено исследование возможности определения константы Аше в случаях, когда частотная зависимость магнитной проницаемости искажена. Показано, что для диспер-

сионного закона ЛЛГ, который описывает случай ФМР, интегральный закон Аше, строго говоря, неприменим, так как интеграл расходится. Расходимость, однако, как правило, не сказывается на данных, полученных в реалистичном частотном диапазоне, и основной проблемой является медленная сходимость интеграла. Показано также, что в практически важном случае высоких СВЧ значений магнитной проницаемости частотная дисперсия ЛЛГ близка к лоренцевой и интегральный закон Аше может быть применён.

Другими причинами искажения частотной зависимости магнитной проницаемости могут быть наличие скинирования или неоднородности в магнитном материале. Скин-эффект также приводит к тому, что интеграл Аше расходится; при этом достижение интегралом предельного значения происходит при очень высоких частотах, что препятствует получению истинного значения константы Аше из эксперимента.

Для всех этих случаев проверена возможность определения константы Аше из данных по частотной зависимости магнитной проницаемости, полученных в ограниченном частотном диапазоне. Рассмотрен стандартный метод определения константы Аше при помощи интегрирования магнитных потерь, а также метод, использующий лоренцевы аппроксимации измеренных частотных зависимостей, который до сих пор не был обоснован в литературе. Показано, что в большинстве рассмотренных случаев использование аппроксимации позволяет частично учесть магнитные потери, лежащие за пределами измеренного частотного диапазона, и, соответственно, приблизить получаемую константу Аше к её истинному значению. Это связано с тем, что аппроксимация, фактически, использует данные по действительной части магнитной проницаемости для уточнения ВЧ асимптотических значений мнимой части проницаемости, лежащих за пределами измеряемого рабочего диапазона, что и позволяет получать уточнённые значения. С другой стороны, алгоритм аппроксимации гораздо проще в реализации по сравнению с более строгими методами такого уточнения, основанными на использовании соотношений КК [480].

Отметим, что в случае очень узкого рабочего диапазона частот использование аппроксимации может привести к получению значительно завышенного значения резонансной частоты аппроксимирующей кривой и, соответственно, к завышенным значениям константы Аше. Очевидно, что к такому же результату может привести наличие большой погрешности в измеренных данных. В отличие от этого, интегрирование, как правило, даёт заниженные значения.

В ряде случаев точное определение константы Аше возможно и с использованием соотношения (2.14), из значений статической магнитной проницаемости и резонансной частоты, которая определяется как частота перехода действительной части магнитной проницаемости через единицу. Однако этот метод неприменим в случае неоднородного материала. Также следует иметь в виду, что он использует только две характерные точки на частотной зависимости магнитной проницаемости, а не все измеренные данные, как два других рассмотренных метода, и поэтому наиболее чувствителен к погрешностям измерения.

2.4 Экспериментальное исследование СВЧ магнитных свойств тонких плёнок железа[#]

Ниже представлены экспериментальные данные по СВЧ магнитным свойствам однослойных и многослойных плёнок железа. Железо было использовано в качестве ФМ материала, так как оно имеет высокую намагниченность насыщения, что, согласно (2.14), является необходимым условием достижения высоких значений ВЧ магнитной проницаемости.

Изготовление ФМ плёнок.[##] Плёнки наносили методом реактивного магнетронного распыления, обеспечивающим высокую скорость нанесения. Была применена модернизированная вакуумная установка *УРМ 3.279.026*, снабжённая криогенным вакуумным насосом *010ВК-2000-011*. Распыление проходило при комнатной температуре в атмосфере аргона при давлении 10^{-4} Торр, иногда с добавлением других газов, например, азота или кислорода. Схема газонапуска была собрана на базе системы *СНА-2* и включала в себя устройство для приготовления газовой смеси. В окна вакуумной установки были встроены: протяжённое планарное магнетронное распылительное устройство для нанесения ФМ материалов *РМ1-227×112/5-02 FM* с модернизированным блоком питания *БП-192*; универсальное магнетронное распылительное устройство *РМ1-50/1-02-02*, питание которого осуществлялось от ВЧ генератора с устройством согласования.

В качестве подложки для нанесения была выбрана гибкая лавсановая плёнка, имеющая достаточную механическую прочность при малых толщинах, что позволяет обеспечить высокое содержание ФМ фазы в объёмных образцах. Толщина использованной плёнки составляла 10 или 20 мкм. При распылении плёнка была закреплена на цилиндрическом барабане с периметром 78 см, вращающемся со скоростью 20 об/мин, изолированным от земли и соединённым с блоком питания постоянного тока *Б5-50*. Изготавливаемый образец имел размер 600х200 мм^2.

Изготовленные ФМ плёнки имели толщину в диапазоне от 0,1 до 2 мкм. Толщину однослойных плёнок измеряли с точностью до 0,01 мкм. Для измерения толщины применяли оптический интерферометр *Zygo NewView 7300* (на образцах-свидетелях, нанесённых на жесткую подложку в одном процессе с напылением основного образца на лавсановой подложке) или взвешивание (по разнице массы образца до и после нанесения). Кроме того, если известна намагниченность насыщения напыляемого материала, то оценка толщины плёнки может быть получена из магнитометрических данных или при помощи закона Аше из СВЧ магнитной проницаемости, измеренной в сильном внешнем магнитном поле, направленном в плоскости плёнки перпендикулярно координате измерения. Все указанные методы давали близкие результаты.

Для изготовления многослойных плёнок на подложку попеременно наносили ФМ металл или сплав и прослойки SiO_2 или полимера. Полимерные слои толщиной от 1 до 3 мкм по-

[#]Материал подраздела опубликован в статьях [44, 317, 318, 320].
[##] Изготовление ФМ плёнок, исследованных в разделе, и физико-химические и структурные исследования их свойств были проведены в лаб. №4 ИТПЭ РАН под руководством к.т.н. И.А. Рыжикова

лучали при помощи центрифуги. Для нанесения прослоек SiO_2, которые могли иметь толщину в диапазоне от 0,03 до 1 мкм, применяли ВЧ магнетронное распыление. При нанесении полимерных прослоек требуется их послойная сушка, что значительно увеличивает время изготовления образца. Преимуществом прослоек SiO_2 являлось то, что их можно изготавливать в ходе одного процесса с ФМ слоями. Общее количество $N_{сл}$ ФМ слоев, наносимых на одну подложку, могло доходить до 120.

При нанесении многослойных плёнок их толщину определяли либо по времени напыления, либо по данным измерений во внешнем магнитном поле, как указано выше, либо по микрофотографиям среза многослойной плёнки в поперечном направлении. Одна из таких микрофотографий представлена на рис. 2.20. Видны достаточно четкие границы чередующихся ФМ (темные) и диэлектрических (светлые) слоев, что позволяет определить их толщины.

Ниже описаны результаты, которые были получены в отношении плёнок железа, напылённых в атмосфере с примесью азота. Содержание азота в напылительной камере могло быть изменено в пределах от 0 до 10 %; фактически, наносимые плёнки представляли собой твердый раствор Fe−N. Добавление азота позволило понизить зависимость свойств плёнок от малых изменений в технологии нанесения без существенного снижения намагниченности насыщения. Согласно результатам рентгеновского дифракционного анализа и мёссбауэровской спектроскопии, содержание азота в полученных плёнках составляло от 0 до 2 атомных процентов.

Данные по зависимости плёнок Fe−N от количества азота приведены в [390], где показано, что небольшие изменения содержания азота в атмосфере напылительной камеры приводят к сдвигу частотного пика магнитных потерь от 1 до 5 ГГц. Это даёт возможность управления формой дисперсионных зависимостей магнитной проницаемости так, чтобы оптимизировать их согласно требованиям конкретных технических задач. Таким образом, частотная дисперсия магнитной проницаемости плёнки определяется не только её составом и кристаллической структурой, но и морфологией, толщиной и эффективной магнитной анизотропией. В частности, при фиксированном содержании азота в плёнке железа частотная зависимость СВЧ магнитной проницаемости зависит, в основном, от закона распределения атомов азота по различным вакансиям в плёнке. СВЧ магнитные свойства ухудшаются, когда азот концентрируется на границах между гранулами и улучшаются, когда азот растворен в железе [390].

Ниже везде использованы данные, полученные при режиме нанесения с оптимальным содержанием азота. Под оптимальностью здесь понимается возможность получения наибольшей добротности ФМР на тонких однослойных плёнках.

Физико-химические и структурные исследования полученных плёнок. Были выполнены исследования изготовленных ФМ плёнок при помощи сканирующего электронного микроскопа, рентгеновской дифракции, мёссбауэровской спектроскопии. Согласно данным электронной микроскопии, однослойные плёнки имели столбчатую структуру, как показано на рис. 2.21. И средний размер гранул, и степень вытянутости их сечения увеличиваются с ростом толщины плёнки. Это, в свою очередь, вызывает рост эффективного поля магнитной анизотро-

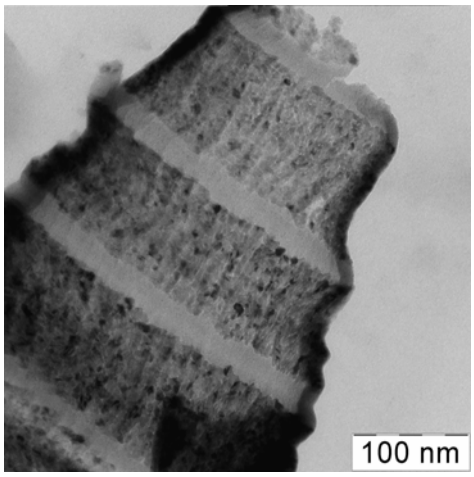


Рисунок 2.20 – Изображение среза многослойной плёнки, полученное при помощи просвечивающей электронной микроскопии

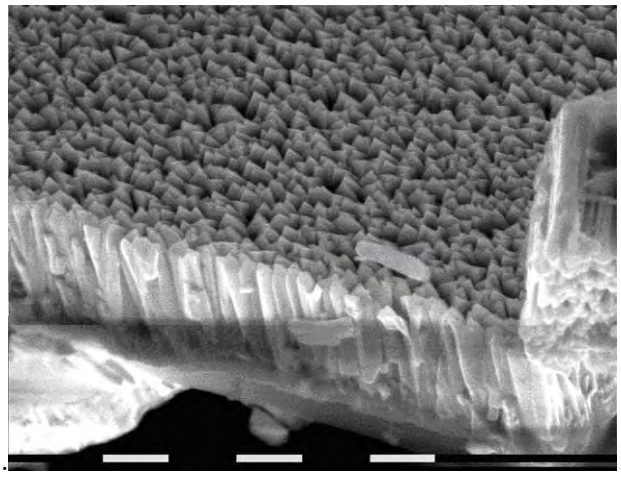


Рисунок 2.21 – Электронная микрография столбчатой структуры в однослойной плёнке Fe–N, имеющей толщину 0,5 мкм

пии. ОЛН направлена параллельно большей оси гранул. Уменьшение размера гранул снижает H_k, приводя к увеличению НЧ магнитной проницаемости плёнок [390].

Измерение магнитостатических свойств. Петли гистерезиса исследуемых плёнок были измерены при помощи вибрационного магнитометра *ВМ-2К* (производство ООО «Магнитные и криоэлектронные системы», г. Троицк) в диапазоне магнитных полей до 9,5 кЭ. Конструкция магнитометра позволяла проводить измерения как плоской плёнки, так и рулонных образцов, используемых для коаксиальных измерений (в последнем случае прикладываемое поле направлено вдоль оси рулона). Кроме стандартного режима измерения петель гистерезиса, установка давала возможность измерения магнитного момента в направлении перпендикулярно приложенному внешнему постоянному магнитному полю за счёт наличия дополнительной пары измерительных катушек. Был также реализован режим одновременного размагничивания образца и ярма электромагнита, что необходимо для измерения кривых начального намагничивания.

Измерения СВЧ магнитной проницаемости. Измерение СВЧ магнитной проницаемости ФМ плёнок, нанесённых на гибкую подложку, проводили в диапазоне частот от 0,1 до 18 ГГц коаксиальным методом и в диапазоне от 0,1 до 8 ГГц полосковым методом, как описано в разделе 1. Коаксиальный метод измерения был использован не только для рулонных образцов, но и для плоских образцов-шайб, вырезанных под размер коаксиальной линии (внешний диаметр 7 мм, внутренний – 3 мм). Для повышения чувствительности измерения образец составляли из нескольких (до десяти) шайб, вставленных в коаксиальную линию вплотную друг к другу. Образцы для измерений полосковым методом с образцами имели форму полосок шириной 5–10 мм и длиной 30–40 мм. И коаксиальные, и полосковые измерения могли проводиться во внешнем постоянном магнитном поле напряжённостью до 3,5 кЭ. Собственную магнитную проницаемость ФМ слоёв определяли из результатов измерения эффективной проницаемости образцов при помощи приближения Винера, см. подраздел 1.2.

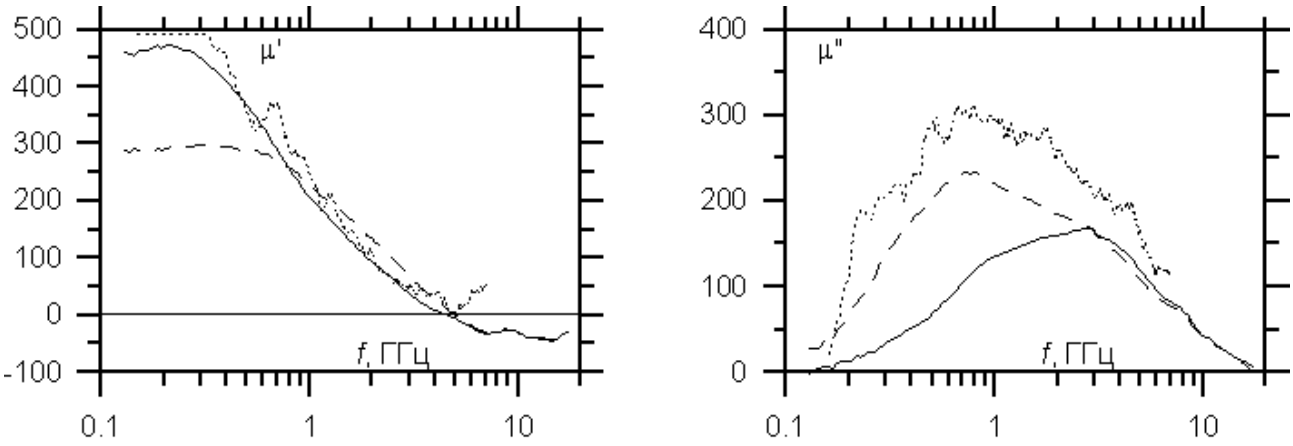


Рисунок 2.22 – Измеренные частотные зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей магнитной проницаемости однослойной плёнки Fe−N толщиной 0,25 мкм. Сплошные и штриховые линии – результат коаксиального метода с рулонными образцами при скрутке образца металлом наружу и внутрь, соответственно, пунктир − данные, полученные при помощи полоскового метода

Методы анализа измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости. Стандартный подход к определению величины статической магнитной проницаемости $\mu_{ст}$ и частоты ФМР $f_{рез}$ из измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости предполагает замену их, соответственно, на предел действительной части магнитной проницаемости при $f \to 0$ и частоту вблизи пика магнитных потерь, на которой $\mu' = 1$.

Для увеличения точности нахождения $\mu_{ст}$ и $f_{рез}$, была использована аппроксимация измеренных частотных зависимостей резонансной формулой Лоренца (2.25). Для поиска параметров лоренцева закона частотной дисперсии, описывающих частотную зависимость измеренных значений магнитной проницаемости образца, проводили минимизацию среднеквадратичного расхождения между измеренными и теоретическими значениями с учётом погрешности измерения магнитной проницаемости. Минимизацию функции невязки,

$$\upsilon = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{n} \left(\frac{\left(\mu'_{изм}(f_j) - \mu'_{лор}(f_j)\right)^2}{\left(\Delta'_j\right)^2} + \frac{\left(\mu''_{изм}(f_j) - \mu''_{лор}(f_j)\right)^2}{\left(\Delta''_j\right)^2} \right), \qquad (2.71)$$

где сумма взята по n частотным точкам в измеряемом диапазоне частот, проводили численными методами. В (2.71), $(\Delta'_j)^2$ и $(\Delta''_j)^2$ – погрешности измерения на частоте f_j действительной и мнимой частей магнитной проницаемости, $\mu'_{изм}$ и $\mu''_{изм}$, соответственно; $\mu'_{лор}$ и $\mu''_{лор}$ – значения, даваемые лоренцевым законом частотной дисперсии. Для более точного описания формы измеренной зависимости использовали закон частотной дисперсии, который мог включать в себя до четырех лоренцевых членов (n=1…4 в (2.25)). Погрешность измерения магнитной проницаемости считали равной $(\Delta\mu')^2 = (0{,}1)^2 + (0{,}1\,\mu')^2$ и $(\Delta\mu'')^2 = (0{,}1)^2 + (0{,}1\,\mu'')^2$.

Константу Аше материалов определяли, как описано в подразделе 2.3.

Экспериментальные результаты по однослойным плёнкам Fe−N. Типичные результаты измерения СВЧ магнитной проницаемости тонкой однослойной плёнки Fe–N коаксиальным и полосковым методами показан на рис. 2.22. Для коаксиального измерения приведены две

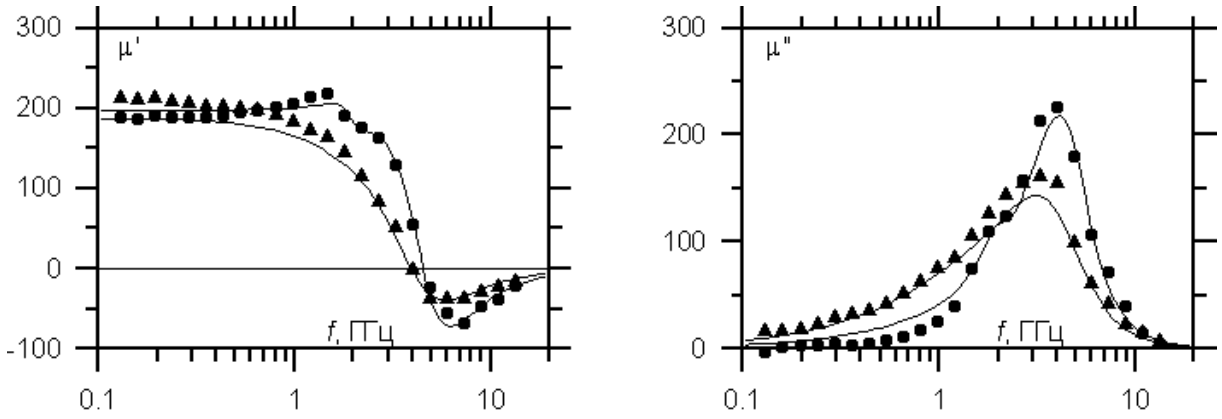


Рисунок 2.23 – Измеренные при помощи коаксиального метода частотные зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей СВЧ магнитной проницаемости однослойной плёнки Fe−N для рулонных образцов с навивкой слоем железа внутрь (кружки) и наружу (треугольники) и аппроксимация измеренных данных дисперсионным законом (2.25) с n=2 (сплошные кривые)

кривые, которые соответствуют двум различным геометриям образца: в одной из них рулонный образец скручен слоем железа наружу, а подложкой внутрь, в другой − наоборот. Видно, что различие в СВЧ магнитных свойствах двух коаксиальных образцов значительно, особенно в области частот ниже 1 ГГц. Это различие вызвано магнитоупругим эффектом: при скручивании рулонного образца в плёнке возникают механические напряжения, которые за счёт магнитоупругого изменяют эффективное поле магнитной анизотропии. Это изменение, в свою очередь, не только изменяет частоту ФМР плёнки, но может привести и к изменению распределения магнитного момента в образце, подробнее см. ниже.

Результаты полосковых измерений обнаруживают значительную погрешность для этой плёнки, что может быть приписано неровности измеряемого образца, т. к. образец для полосковых измерений представлял собой несклеенную стопку полосок из плёнок.

В соответствии с результатами подраздела 2.3, измеренные частотные зависимости магнитной проницаемости плёнок Fe−N подчиняются лоренцеву дисперсионному закону (2.25). Это проиллюстрировано рис. 2.23, где показаны измеренная частотная зависимость магнитной проницаемости и её лоренцева аппроксимация при n=2 для однослойной плёнки, изготовленной с небольшим отличием в технологии от плёнки, показанной на рис. 2.22.

Для измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости плёнок было проверено выполнение (2.14). Если измерение проводится во внешнем магнитном поле напряжённостью 300–500 Э, то равенство в (2.14) выполняется с высокой точностью. Это, в свою очередь, оправдывает возможность применения измерений во внешнем магнитном поле для определения толщины плёнок. В отсутствие внешнего подмагничивания приведённая константа Аше (2.61) обычно составляет 0,3–0,8, что может быть связано с разбросом направлений ОЛН в исследованных плёнках.

Зависимость СВЧ магнитной проницаемости от толщины плёнок железа была исследована в диапазоне толщин от 0,1 до 1,8 мкм. Полученные данные приведены на рис. 2.24. При увеличении толщины ширина частотного пика магнитных потерь быстро возрастает, а амплиту-

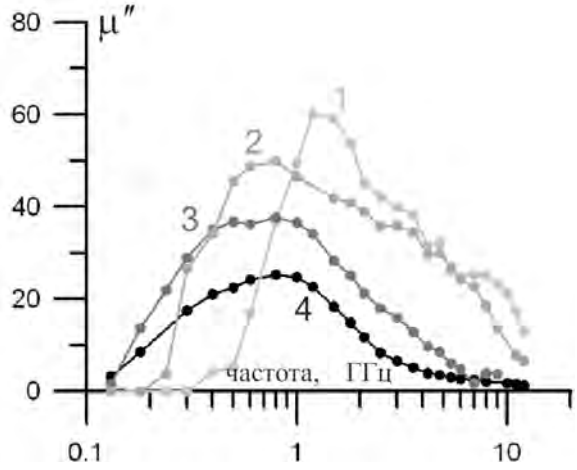


Рисунок 2.24 – Измеренные частотные зависимости мнимой части собственной магнитной проницаемости для плёнок Fe–N различной толщины: *1* – 0,1 мкм, *2* – 0,25 мкм, *3* – 0,5 мкм, *4* – 1,8 мкм

да пика падает. И статическая магнитная проницаемость, и резонансная частота практически не зависят от толщины до толщин порядка 1 мкм. Ухудшение магнитных свойств плёнки с увеличением её толщины обычно приписывают действию скин-эффекта. Численные оценки возможного влияния скин-эффекта показали, что он может изменить магнитную проницаемость плёнок толщиной до 0,25 мкм, измеренную на частотах порядка нескольких ГГц, не более чем на 5…10%, тогда как в эксперименте наблюдается значительно более сильное изменение. Одной из возможных причин появления зависимости СВЧ магнитной проницаемости от толщины может быть увеличение пористости и шероховатости поверхности на более толстых плёнках, см. подраздел 3.6. Резкое ухудшение свойств тонких плёнок Fe–N с увеличением их толщины вызвало необходимость исследования свойств многослойных плёнок.

Экспериментальные результаты по многослойным плёнкам Fe–N. Измеренные частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости многослойных плёнок, нанесённые через полимерные прослойки толщиной 3 мкм с различным числом слоев ($N_{сл}$=1, 2 и 3) в приведены на рис. 2.25. Толщина слоев Fe для этих образцов равнялась 0,2 мкм. ФМ плёнки были структурированы при помощи нанесения через маску так, что возникала регулярная структура из круглых пятен ФМ металла диаметром 2 мм. Объёмная концентрация металла в коаксиальных образцах составляет 0,3% для $N_{сл}$=1, 0,53% для $N_{сл}$= 2 и 0,77% для $N_{сл}$= 3, константа Аше близка к единице.

Из рис. 2.25 видно, что эффективная магнитная проницаемость практически пропорциональна количеству ФМ слоев, т.е., концентрации ФМ фазы в образцах, *p*; частота, на которой наблюдается пик магнитных потерь, почти не изменяется с ростом *p*. Это доказывает, что взаимодействие между ФМ слоями в образце мало. Таким образом, был смоделирован КМ со статической магнитной проницаемостью, равной 2,9, низкими магнитными потерями на частотах ниже 1 ГГц и объёмным содержанием железа, равным всего 0,77 %, см. кривые для $N_{сл}$=3.

Однако толщина полимерных слоев слишком высока, что приводит к низкой эффективной магнитной проницаемости вследствие малости концентрации магнитной фазы в материале. Дальнейшие исследования были проведены с использованием тонких прослоек SiO_2.

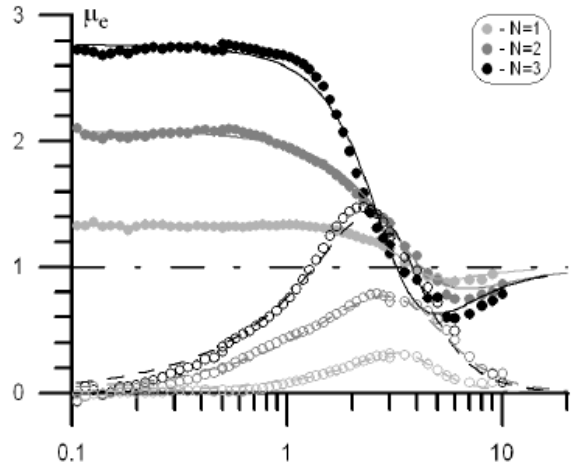


Рисунок 2.25 – Измеренные частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости (заполненные кружки – действительная часть, пустые кружки – мнимая часть) коаксиального образца из плёнок Fe–N с различным числом слоев $N_{сл}$, разделённых полимерными прослойками. Линии – аппроксимации измеренных данных (2.25) с n=1

Для многослойных плёнок Fe−N, нанесённых через прослойки SiO_2 субмикронной толщины, зависимость магнитных свойств от числа слоёв железа более ярко выражена. С увеличением количества слоёв добротность ФМР резко снижается, и СВЧ магнитная проницаемость слоёв железа уменьшается. Таким образом, магнитная проницаемость отдельных слоёв оказывается неаддитивной, в отличие от случая полимерных прослоек. Например, вычитание магнитной проницаемости однослойной плёнки из магнитной проницаемости двухслойной плёнки, изготовленной при тех же самых технологических условиях, которое должно было бы дать собственную магнитную проницаемость второго слоя, приводит к отрицательным значениям для магнитных потерь. Следовательно, прослойки SiO_2 не нарушают магнитную или структурную связь между соседними слоями железа. Другой возможной причиной может служить влияние наличия прослоек на внутренние механические напряжения, возникающие при нанесении плёнок на подложку, что, в свою очередь, влияет на величину магнитной проницаемости посредством магнитоупругого эффекта.

Рисунок 2.26 иллюстрирует влияние магнитоупругого эффекта на СВЧ магнитную проницаемость многослойных плёнок Fe−N. Образец является пятислойной плёнкой с толщинами каждого слоя Fe−N и каждой прослойки SiO_2, равными 0,25 мкм. Видно, что разница между коаксиальными образцами, свёрнутыми железом внутрь и железом наружу, здесь не столь существенна, как для однослойных плёнок; результаты полоскового измерения достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными при помощи коаксиального метода. Причиной этого может являться более высокая механическая жесткость многослойных плёнок. Тем не менее, и для пятислойной плёнки расхождения между результатами указанных трёх измерений заметны в окрестности пика магнитного поглощения. При дальнейшем росте количества слоев различие в свойствах между рулонными образцами с различными направлениями намотки полностью исчезает. Подробнее влияние магнитоупругого эффекта рассмотрено ниже.

Влияние магнитоупругого эффекта на СВЧ магнитные свойства плёнок Fe-N. Хорошо известно, что СВЧ магнитные свойства ФМ плёнок обладают высокой чувствительностью к механическим напряжениям вследствие магнитоупругого эффекта. Ниже представ-

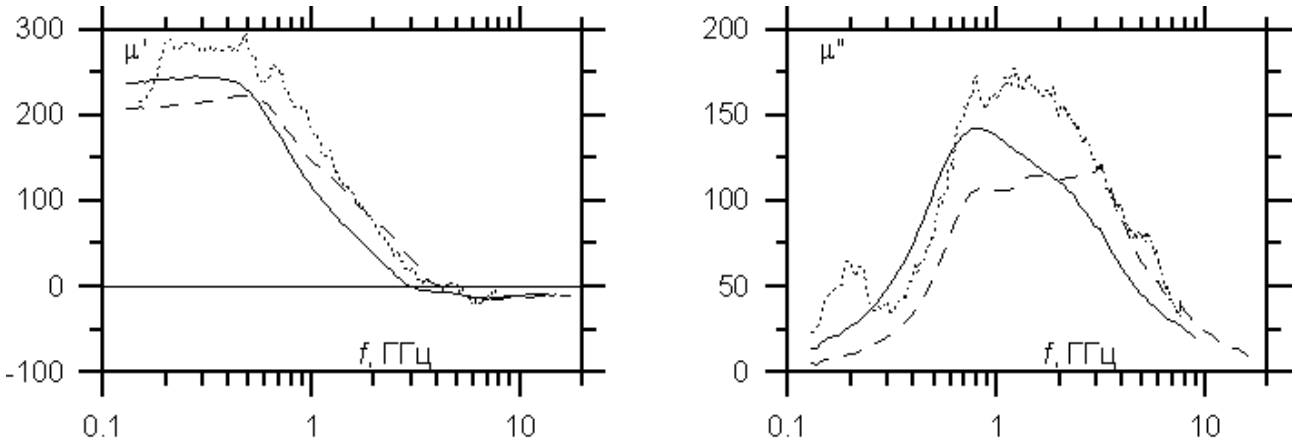


Рисунок 2.26 – Измеренные частотные зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей магнитной проницаемости пятислойной плёнки Fe–N. Сплошные и штриховые линии – результат коаксиального метода с рулонными образцами при скрутке образца металлом наружу и внутрь, соответственно, пунктир – данные, полученные при помощи полоскового метода

лены результаты измерения СВЧ магнитной проницаемости плёнок железа, легированных азотом; измерения проведены в коаксиальной линии (с рулонными образцами) и в полосковой линии (с плоской плёнкой). Различие между результатами этих измерений свидетельствует о том, что сворачивание плёнки в рулон для измерения приводит к появлению в ней дополнительных механических напряжений, которые в свою очередь вызывают появление дополнительного эффективного магнитного поля, обусловленного магнитоупругим эффектом. Анализ этих различий позволяет получать дополнительную информацию о магнитной структуре материала.

Измеренные частотные зависимости магнитной проницаемости однослойной плёнки Fe–N, имеющей толщину 0,12 мкм, приведены на рис. 2.27. Четыре серии точек на рисунке соответствуют образцам для коаксиальных измерений с разным способом намотки (один – магнитным слоем внутрь, лавсановой подложкой наружу, другой – магнитным слоем наружу, подложкой внутрь), измеренным без внешнего постоянного магнитного поля и в присутствии постоянного магнитного поля с напряжённостью H_0=480 Э, направленного вдоль оси коаксиала. Из рисунка ясно видна зависимость результата измерения от способа намотки образца. Частота ФМР образца, свернутого магнитным слоем наружу, выше, а амплитуда ниже ($f_{рез}$=3,9 ГГц, $\mu_{ст}$=190), чем у образца с магнитным слоем внутрь ($f_{рез}$=3,2 ГГц, $\mu_{ст}$=285). В соответствии с формулами Киттеля (2.13), полученный сдвиг частоты ФМР свидетельствует об изменении внутреннего эффективного магнитного поля $H_{эфф}$ в плёнках, возникающем под действием механических напряжений при сворачивании плёнки. Значения параметра Аше у этих двух образцов практически равны, k_A≈0,8. Соответственно, количество магнитных моментов, взаимодействующих с переменным магнитным полем, изменяется при намотке незначительно.

Частотная зависимость магнитной проницаемости плоского образца, изготовленного из той же плёнки и измеренного при помощи полоскового метода, показана на рис. 2.27 сплошными линиями. Эта зависимость сильно отличается от магнитного спектра коаксиального образца, свернутого магнитным слоем наружу. Полученное различие можно объяснить влиянием меха-

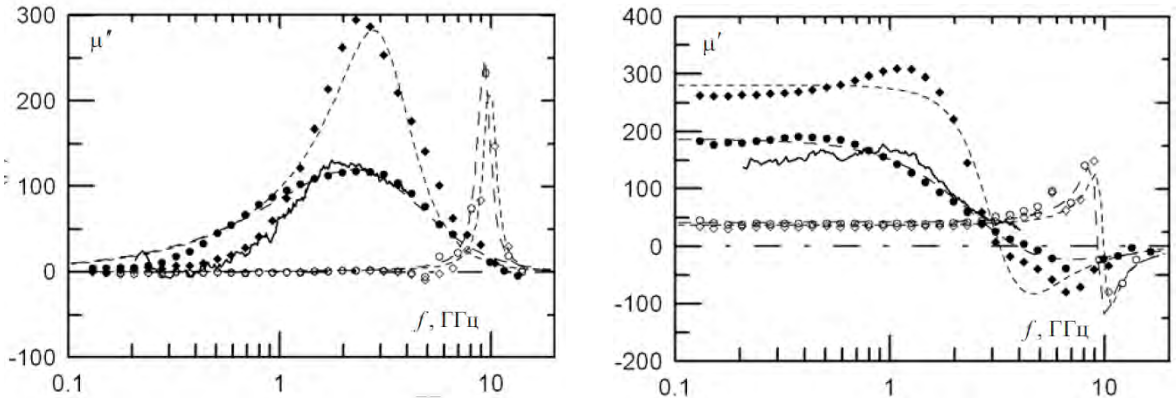


Рисунок 2.27 − Измеренная частотная зависимость действительной (слева) и мнимой (справа) частей магнитной проницаемости однослойной плёнки Fe–N толщиной 0,12 мкм. Символы – результат измерения коаксиальным методом: кружки − коаксиальный образец свёрнут железом внутрь, ромбы − железом наружу, пустые символы − измерение во внешнем магнитном поле 480 Э, закрашенные символы − без внешнего поля. Пунктирные линии − соответствующие аппроксимации лоренцевой зависимостью. Сплошные кривые – результат измерения полосковым методом

нических напряжений, возникающих при скручивании плёнки. Было замечено, что исследуемые плёнки Fe–N самопроизвольно сворачиваются в цилиндр магнитным слоем наружу, причем ось получающегося цилиндра направлена произвольно. Это свидетельствует о том, что в плёнке в процессе нанесения ФМ слоя возникают изотропные в плоскости механические напряжения; следовательно, при распрямлении плёнки создается внешнее механическое напряжение сжатия. Отсюда следует, что магнитоупругий эффект может оказывать значительное влияние также на результат измерения эффективных магнитных свойств плоских образцов, обуславливая зависимость СВЧ магнитной проницаемости напыляемых магнитных плёнок от свойств подложки, наблюдавшуюся многими исследователями (см., напр., [621]).

Железо является материалом с высокой положительной константой магнитострикции [450]. Знак константы магнитострикции определяет направление эффективного поля магнитоупругой анизотропии H_λ: при положительном знаке оно направлено параллельно напряжению растяжения и перпендикулярно напряжению сжатия. Вызываемая механическими напряжениями в плёнке энергия магнитоупругой анизотропии должна быть учтена в выражении для свободной энергии плёнки U; для однородно намагниченной плёнки и однородного напряжения энергия имеет вид (см., напр., [28]):

$$U = U_\text{к} + U_\lambda = H_\text{к} M_0 \sin^2 \varphi_\text{к} - (3/2)\Lambda\Sigma \sin^2 \varphi_\text{у}, \qquad (2.72)$$

где первое слагаемое в правой части описывает вклад кристаллической анизотропии, второе слагаемое − вклад магнитоупругой анизотропии. В (2.72), $\varphi_\text{к}$ − угол между ОЛН, обусловленной кристаллической анизотропией, и вектором намагниченности, Λ − константа магнитострикции, Σ− прикладываемое механическое напряжение, $\varphi_\text{у}$ − угол между механическим напряжением и вектором намагниченности. Направление вектора намагниченности в плёнке определяется минимумом свободной энергии (2.72). Если поля кристаллической анизотропии и упругой анизотропии совпадают по направлению, то они складываются скалярно, формируя суммарное поле

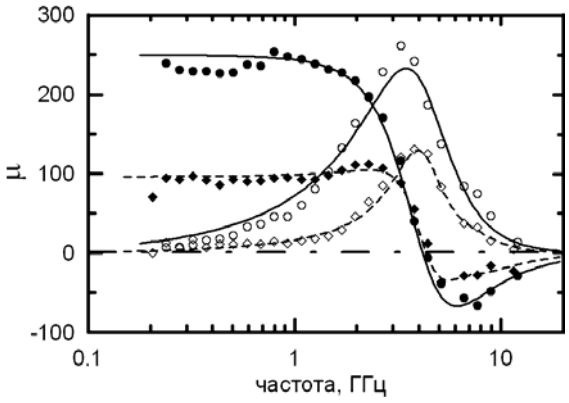


Рисунок 2.28 – Частотные зависимости магнитной проницаемости плёнки Fe–N толщиной 0,15 мкм, измеренные коаксиальным методом: кружки – коаксиальный образец свернут железом внутрь, ромбы – железом наружу, пустые – мнимая часть, закрашенные – действительная часть магнитной проницаемости. Линии – аппроксимации измеренных данных лоренцевым законом частотной дисперсии: сплошные – для свертки железом наружу, пунктирные – железом внутрь.

анизотропии: $H_{эфф}=H_к+H_\lambda$; магнитный момент плёнки ориентирован в том же направлении. СВЧ магнитная проницаемость таких плёнок подчиняется формулам Киттеля (2.13): за счёт дополнительного вклада эффективного поля магнитоупругой анизотропии происходят ВЧ сдвиг резонансной частоты $f_{рез}$ и снижение амплитуды статической магнитной проницаемости $\mu_{ст}$.

Если поле магнитоупругой анизотропии направлено перпендикулярно полю кристаллической анизотропии ($|\varphi_у-\varphi_к|=\pi/2$), то возможны два случая: $\varphi_у=\pi/2$ – вдоль ОЛН и $\varphi_у=0$ – вдоль направления приложения механического напряжения, в зависимости от соотношения амплитуд эффективных полей. Поэтому изменение поля магнитоупругой анизотропии может привести к повороту магнитных моментов (или их части, при наличии неоднородности магнитных свойств) на 90º. При этом суммарное эффективное поле анизотропии определяется модулем разности эффективных полей магнитоупругой и кристаллической анизотропии: $H_{эфф}=|H_к-H_\lambda|$. Соответственно, частота ФМР при этом может как снизиться, так и возрасти.

Так как параметр Аше связан с числом магнитных моментов, взаимодействующих с переменным магнитным полем в данном направлении, то его изменение характеризует долю моментов, поменявших направление. Случай, когда происходит поворот магнитных моментов в плёнке, проиллюстрирован рис. 2.28. На рисунке приведён измеренный магнитный спектр плёнки толщиной 0,2 мкм; эта плёнка отличается от предыдущей технологическим режимом изготовления. Расхождение между частотами ФМР образцов, свернутых магнитным слоем внутрь и наружу, здесь почти незаметно: $f_{рез}$=4,1 ГГц и $f_{рез}$=4,4 ГГц, соответственно. В то же время наблюдается значительное различие между величинами статической магнитной проницаемости: $\mu_{ст}$=250 и $\mu_{ст}$=1000; соответственно, величины параметра Аше различаются более чем в два раза – k_A=0,4 и k_A=1,0 – для образцов, свернутых магнитным слоем наружу и внутрь. Следовательно, плёнка является неоднородной (с точки зрения распределения магнитных моментов по направлениям), и магнитоупругий эффект проявляется, в основном, в изменении числа магнитных моментов, взаимодействующих с переменным магнитным полем в данном направлении.

Конструкция полосковой ячейки позволяет прикладывать механическое напряжение перпендикулярно оси ячейки и параллельно переменному магнитному полю. На рис. 2.29 показаны данные измерений СВЧ магнитной проницаемости, полученные в полосковой ячейке при механическом растяжении магнитной плёнки, ОЛН которой направлена вдоль оси ячейки. Для

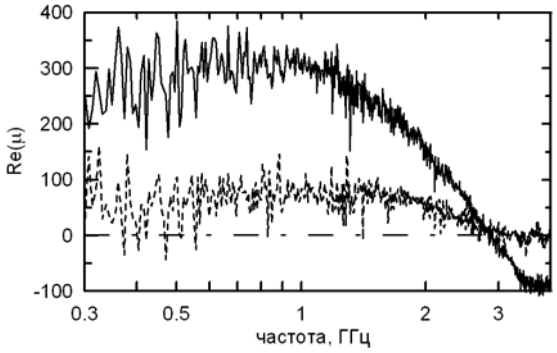


Рисунок 2.29 − Частотная зависимость действительной части магнитной проницаемости плёнки Fe−N, измеренная полосковым методом без механической нагрузки (сплошная) и под действием механической нагрузки 210 г (пунктир)

измерения были использованы пять сложенных вместе отрезков однослойной плёнки Fe−N толщиной 0,07 мкм. Напряжение Σ, налагаемое грузом, положительно, поэтому создаваемое им поле магнитоупругой анизотропии перпендикулярно оси ячейки. Как видно из рисунка, при растяжении образца грузом массой m = 210 г СВЧ магнитная проницаемость резко снижается. Следовательно, ОЛН под действием приложенного напряжения повернулась на 90º.

Выполним простую оценку: $\Sigma = mg/S$, где S – суммарное поперечное сечение железа в плёнке. Для пяти слоев плёнки толщиной 0,07 мкм каждый и при ширине полоскового образца 5 мм, S= 0,35 мкм×0,5 см = $1{,}75\cdot10^{-3}$ мм^2. При такой оценке следует использовать сечение именно железа, потому что модуль Юнга железа много больше, чем у лавсана. Если принять $\Lambda = 0{,}5\cdot10^{-5}$ [609] и учесть, что магнитный момент азотированного железа исследуемых плёнок $M_0 \approx 1700$ Гс, получаем поле магнитоупругой анизотропии, наводимое вдоль плёнки, $H_y \approx 110$ Э. Из приведённых ниже оценок следует, что этого более чем достаточно для поворота ОЛН.

Результаты измерений магнитных спектров позволяют оценить величины магнитных полей анизотропии в исследованных плёнках. При сворачивании плёнки магнитным слоем внутрь возникает напряжение растяжения, вызывающее аксиальное поле H_λ, при сворачивании магнитным слоем наружу − напряжение сжатия и соответствующее тангенциальное поле. Величина поля магнитоупругой анизотропии H_λ может быть определена из результатов измерений в коаксиальной линии с подмагничивающим полем H_0, превышающим поле насыщения (см. рис. 2.27). Оба образца, с магнитным слоем внутрь и наружу, однородно намагничены, т. к. параметры Аше близки к единице. Соответственно, наблюдаемое различие между частотами ФМР (9,3 ГГц и 9,9 ГГц для этих образцов) обусловлено исключительно магнитоупругим эффектом. С помощью формул Киттеля (2.13) можно оценить суммарные поля анизотропии, $H_{эфф,}$ из частот резонанса ФМР: $H_{эфф} \approx (f_{рез}/\gamma)^2/(4\pi M_0)$. Отсюда для двух поразному скрученных образцов $H_{эфф}$=580 Э и $H_{эфф}$=520 Э. Половина разности между этими полями даёт значение H_λ=30 Э. Полусумма полученных значений суммарного поля анизотропии, 550 Э, равна сумме эффективного поля кристаллической анизотропии и внешнего магнитного поля (480 Э); отсюда для указанной плёнки H_k=70 Э.

При измерении этой плёнки без внешнего подмагничивания параметры Аше двух поразному скрученных образцов также равны (k_A=0,8) и, следовательно, пересчёт измеренных частот ФМР в значения эффективных полей можно провести точно так же. Суммарные эффективные поля анизотропии для двух образцов в этом случае оказываются равными $H_{эфф}$=90 Э и

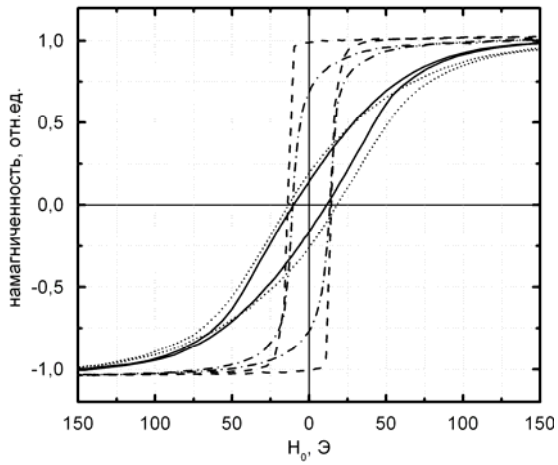


Рисунок 2.30 − Измеренные петли гистерезиса плёнки Fe−N толщиной 0,12 мкм: сплошная и пунктирная линии − для плоского образца в двух взаимно перпендикулярных направлениях, штрихпунктирная и точечная линии − для образцов, свёрнутых магнитным слоем внутрь и наружу, соответственно, измеренные поперёк ОЛН плоской плёнки.

$H_{эфф}$=60 Э, что даёт H_k=75 Э и H_λ=15 Э. Полученные значения H_k находятся в прекрасном согласии друг с другом; расхождение в величинах H_λ может быть объяснено неучётом неоднородности образца. Отклонение параметра Аше от единицы указывает, что 20 % магнитных моментов в плёнке направлены перпендикулярно. Поле магнитоупругой анизотропии также неодинаково по сечению коаксиального образца из-за изменения радиуса кривизны свернутой плёнки.

Для однослойной плёнки, СВЧ данные которой приведены на рис. 2.27, были измерены петли гистерезиса плоского образца плёнки, а также образцов, свернутых в один виток диаметром 4 мм ФМ слоем внутрь и наружу, для того, чтобы смоделировать свойства рулонного образца для коаксиальных измерений. Измеренные петли гистерезиса показаны на рис. 2.30. Форма петель гистерезиса плоских образцов, измеренных в двух перпендикулярных в плоскости плёнки направлениях, указывает на сильную магнитную анизотропию плёнки. При измерении поперёк ОЛН петли гистерезиса плоского образца и витка плёнки, свернутого ФМ слоем внутрь, близки. Петля гистерезиса витка плёнки, свернутого ФМ слоем наружу и измеренного поперёк ОЛН, имеет форму, близкую к петле гистерезиса плоского образца, измеренной вдоль ОЛН. Таким образом, при намотке плёнки магнитным слоем наружу магнитоупругий эффект изменил её магнитную структуру, сформировав новую ОЛН.

По сравнению с данными на рис. 2.27 величина магнитоупругого поля образца, сформированного из этой плёнки, изменилась. Диаметр этого образца, 4 мм, близок к диаметру внутреннего электрода коаксиальной линии (3 мм). При измерении в коаксиальной линии его сечение заполнено плёнкой полностью и, за счёт большего количества содержащейся в них плёнки, наибольший вклад в измеряемые свойства вносят внешние слои, радиусы кривизны которых ближе к радиусу внешнего электрода. Поле в коаксиале логарифмически растёт от внешнего электрода к внутреннему, и этим ростом можно пренебречь при оценке вклада различных участков образца. Это различие и привело к тому, что магнитоупругое поле при магнитостатических измерениях оказалось приблизительно вдвое больше, что и привело к повороту ОЛН.

2.5 Экспериментальное исследование СВЧ свойств тонких плёнок пермаллоя[#]

В данном подразделе представлены результаты экспериментального исследования тонких ФМ плёнок пермаллоя. По сравнению с железом, намагниченность насыщения пермаллоя вдвое ниже, M_0=840 Гс. Соответственно, пермаллой должен иметь в четыре раза более низкую константу Аше, в соответствии с (2.14). Однако пермаллой характеризуется значительно более низкими полями анизотропии и константой магнитострикции, а, следовательно, и частотой ФМР – около 1 ГГц [583], тогда как для Fe $f_{рез}$≥3 ГГц. Поэтому при равных значениях константы Аше статическая магнитная проницаемость пермаллоя была бы почти на порядок выше по сравнению с железом. В итоге, для получения высоких значений магнитной проницаемости на частотах около 1 ГГц выгоднее использовать пермаллой, на более высоких частотах – железо.

Нанесение многослойных плёнок пермаллоя на лавсановую подложку проводили в инертной атмосфере как описано в разделе 2.4, с использованием мишени из $Fe_{80}Ni_{20}$. В качестве немагнитных прослоек в многослойных плёнках был использован кварц.

В петле гистерезиса, измеренной для однослойной плёнки пермаллоя толщиной 0,2 мкм, см. рис. 2.31, признаков, характерных для плёнок с перпендикулярной анизотропией и описанных в разделе 2.1, не наблюдается. При этом плёнка демонстрирует высокую анизотропию в своей плоскости.

На рис. 2.32 показаны частотные зависимости собственной магнитной проницаемости для однослойной плёнки пермаллоя, имеющей толщину 0,24 мкм, которые измерены при помощи различных методов: измерения рулонных образцов в коаксиальной линии, измерения плоских шайб в коаксиальной линии и измерения в полосковой линии. Для полоскового и рулонных образцов геометрия измерения соответствует случаю, когда СВЧ магнитное поле перпендикулярно ОЛН плёнки. Значения магнитной проницаемости, измеренные параллельно ОЛН, малы. Таким образом, плёнка проявляет сильную магнитную анизотропию. Об этом также свидетельствует тот факт, что статическая проницаемость, измеренная коаксиальным методом на образцах-шайбах, приблизительно вдвое меньше статической проницаемости, полученной полосковым методом. Действительно, при измерении в полосковой линии переменное магнитное поле

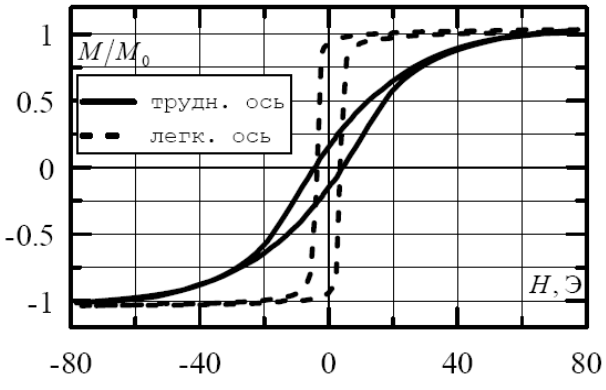


Рисунок 2.31 – Измеренные петли гистерезиса однослойной плёнки толщиной 0,2 мкм

[#] Материал подраздела опубликован в статьях [322, 733].

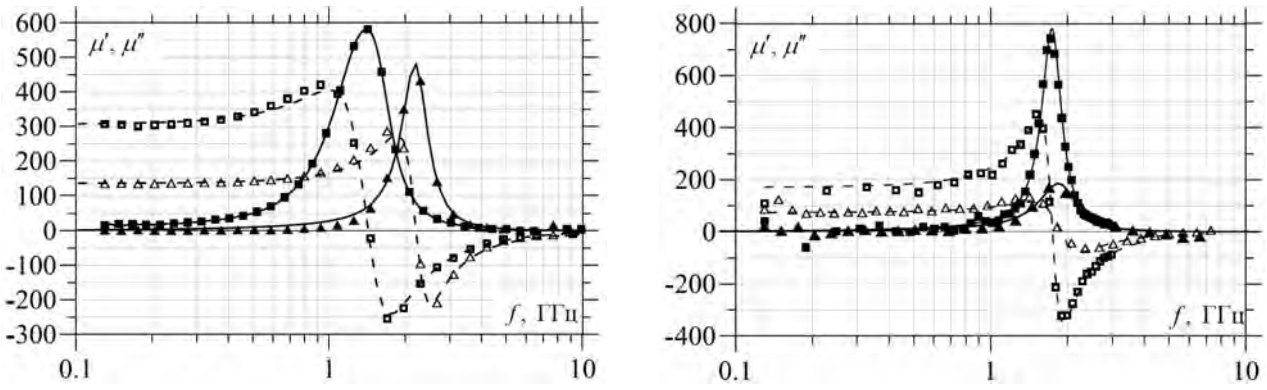


Рисунок 2.32 – Частотная зависимость магнитной проницаемости однослойной плёнки пермаллоя толщиной 0,24 мкм: слева – результат измерения в коаксиальной линии с рулонным образцом, намотанным металлом внутрь (квадраты) и металлом наружу (треугольники), справа – полосковым методом (квадраты) и с коаксиальными шайбами (треугольники). Линии – лоренцевы аппроксимации измеренных частотных зависимостей. Действительная часть проницаемости – зачерненные символы и сплошные линии, мнимая – пустые символы и пунктирные линии.

направлено перпендикулярно ОЛН; при измерении в коаксиале переменное магнитное поле имеет циркулярную структуру, поэтому результат измерения равен среднему от проницаемостей вдоль и поперёк ОЛН.

Соответственно, подобное же соотношение наблюдается для значений приведённой константы Аше (2.61), полученных лоренцевой аппроксимацией экспериментальных данных: 1,0 для полоскового образца и для рулонного образца, намотанного металлом наружу, и 0,9 для рулонного образца, намотанного металлом внутрь. Сумма констант Аше для двух направлений в плоскости плёнки близка к единице, что говорит об отсутствии магнитных моментов, вышедших из плоскости плёнки. Для коаксиальных шайб, константа Аше составляет 0,43 вследствие усреднения магнитных проницаемостей вдоль и поперёк ОЛН.

На левой части рис. 2.32 хорошо видно, что частота ФМР различается для двух направлений скрутки рулонных образцов. Из этого различия может быть оценен вклад магнитоупругого эффекта в СВЧ магнитную проницаемость, так же, как это было сделано в подразделе 2.4. Частота ФМР в тонких плёнках подчиняется формуле Киттеля (2.13). В исследуемых плёнках эффективное магнитное поле складывается из поля магнитной анизотропии и магнитоупругого поля. Так как значения приведённой константы Аше близки к единице для обоих рулонных образцов, то магнитоупругое поле не в состоянии привести к повороту магнитного момента плёнки и имеет величину, меньшую, чем поле магнитной анизотропии. Поэтому для двух образцов эффективные поля являются суммой и разностью двух составляющих его полей. Отсюда легко оценить величину поля магнитной анизотропии как 30 Э, а магнитоупругого поля – как 17 Э. Отметим, что знак константы магнитострикции в пермаллое противоположен знаку константы магнитострикции в плёнках железа, рассмотренных в подразделе 2.4. При измерениях плоских образцов (полосковый образец и коаксиальные шайбы) частота ФМР составляет $f_{рез}$=1,7 ГГц.

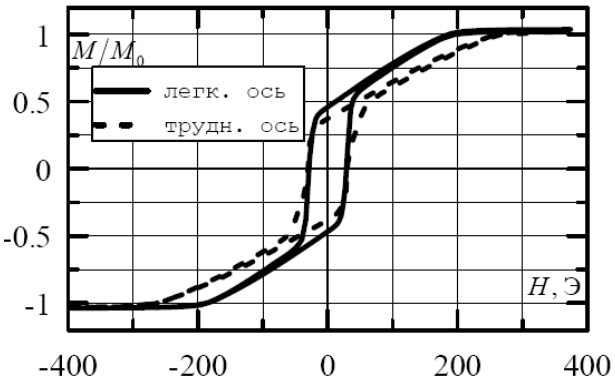


Рисунок 2.33 – Измеренные петли гистерезиса однослойной плёнки толщиной 0,45 мкм

Показатель затухания при измерении в коаксиальной линии выше, чем в полосковой. В рулонных образцах, радиус кривизна скрученной плёнки изменяется в пределах от внутреннего до внешнего радиусов коаксиальной линии, т.е., от 1,5 до 3,5 мм. В соответствии с обсуждением, проведённым выше, это соответствует распределению магнитоупругого поля по сечению коаксиального образца в пределах от 10 до 24 Э, что приводит к распределению резонансных частот и, соответственно, к эффективному увеличению параметра затухания. Снижение добротности ФМР при измерении коаксиальных шайб может быть связано с разрушением краёв образца при вырезании образца для измерений. Поскольку коаксиальный образец имеет меньший размер, то вклад от краевых неоднородностей для него выше; это подтверждается также и тем, что для коаксиального измерения получено значение константы Аше, меньшее 1/2. Таким образом, результат измерения в полосковой линии может рассматриваться в качестве оценки собственного параметра затухания плёнки.

С учётом сказанного, результаты, полученные при помощи двух использованных методов измерения СВЧ магнитной проницаемости, находятся в хорошем согласии друг с другом.

При увеличении толщины плёнок происходит переход от плоскостной к перпендикулярной анизотропии. Плоскостная анизотропия наблюдается до толщин порядка 0,25 мкм, что совпадает с результатами [730]. В более толстых плёнках возникает нормальная к поверхности составляющая намагниченности. Увеличение толщины слоя пермаллоя на гибкой подложке, по всей видимости, приводит к накапливанию механических напряжений между металлом и подложкой и усилению магнитоупругого эффекта, что в свою очередь вызывает появление перпендикулярной анизотропии. Об этом свидетельствуют магнитостатические данные, полученные для однослойной плёнки пермаллоя толщиной 0,45 мкм (рис. 2.33). Петли гистерезиса, измеренные в двух перпендикулярных направлениях, имеют вид, характерный для плёнок с перпендикулярной анизотропией. Плёнка характеризуется высокой коэрцитивной силой и большой величиной поля насыщения, более 200 Э.

СВЧ данные подтверждают резкое ухудшение свойств материала по сравнению с тонкой плёнкой пермаллоя (рис. 2.34). Анизотропия в плоскости плёнки проявляется слабо. Приведённая константа Аше в нулевом магнитном поле для рулонных образцов, с направлением скрутки, совпадающим с трудной осью, составил всего 0,2, а в противоположном направлении – 0,1. Частотная дисперсия магнитной проницаемости данной плёнки характеризуется вы-

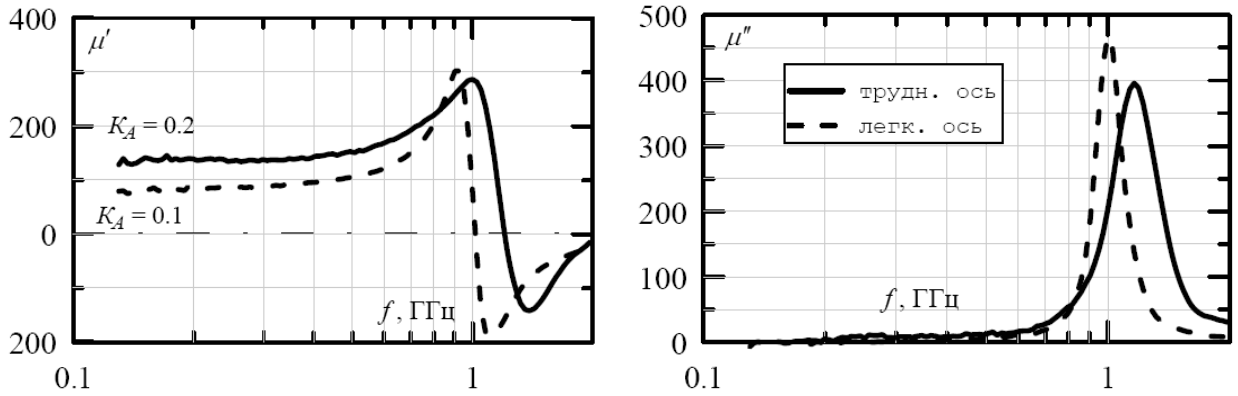


Рисунок 2.34 – Частотная зависимость магнитной проницаемости однослойной плёнки толщиной 0,45 мкм

сокодобротным резонансом с низкой амплитудой, что свидетельствует об отсутствии в плёнке скин-эффекта. Для количественного анализа вклада вихревых токов в суммарные магнитные потери может быть использован критерий скин-эффекта (2.35). На низких частотах левая часть формулы (2.35) близка к нулю, что подтверждает отсутствие в плёнке вихревых токов.

Измерение рулонных образцов во внешнем магнитном поле даёт H_k =110 Э, ΔH_λ = 35 Э. Оценка магнитоупругого поля нескрученной плёнки с учётом радиуса кривизны плёнки в «естественном» состоянии даёт значение $H_\lambda \approx 20$ Э. Таким образом, увеличение толщины плёнки приводит к росту магнитоупругого поля и возникновению перпендикулярной анизотропии.

Ввиду отсутствия в исследуемой плёнке вихревых токов можно сделать вывод, что ухудшение её СВЧ свойств обусловлено именно перпендикулярной анизотропией, которая накладывает ограничения на толщину слоя ФМ материала. Представляет интерес возможность существования перпендикулярной анизотропии в многослойных структурах с чередующимися слоями диэлектрик/ферромагнетик, идея создания которых изначально предложена как решение проблемы вихревых токов в материале.

При дальнейшем исследовании были использованы многослойные плёнки, которые состояли из слоев пермаллоя толщиной 0,24 мкм, разделённых прослойками SiO_2 толщиной 0,03 мкм. Прослойки такой толщины уже исключает магнитное взаимодействие между соседними слоями пермаллоя.

На рис. 2.35 представлены петли гистерезиса 25-слойной плёнки пермаллоя. Гладкий вид кривых гистерезиса свидетельствует об отсутствии в плёнке перпендикулярной анизотропии. Частотная зависимость магнитной проницаемости рулонного образца характеризуется высокой амплитудой. Параметр Аше близок к единице в нулевом магнитном поле и не меняется с приложением внешнего поля, что говорит об отсутствии магнитных моментов, вышедших из плоскости плёнки.

Измерение рулонных образцов во внешнем магнитном поле и учёт радиуса скручивания показывают, что в данной плёнке магнитоупругое поле магнитострикции и поле анизотропии составляют 2 Э и 250 Э соответственно. Т.е., ограничение толщины ФМ слоя предотвращает рост магнитоупругого поля и препятствует возникновению в плёнке перпендикулярной анизотропии.

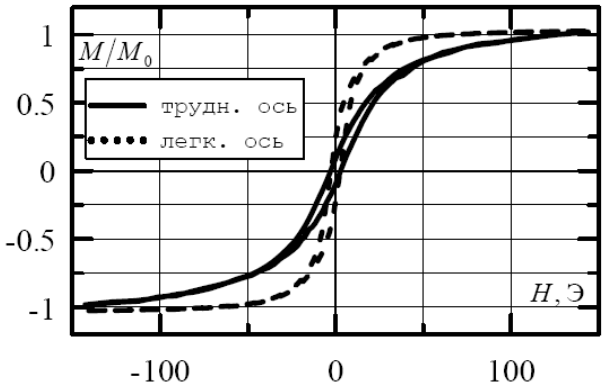


Рисунок 2.35 – Измеренные петли гистерезиса многослойной плёнки пермаллоя

Таким образом, при общей толщине ФМ слоев 5 мкм в нём отсутствуют как скин-эффект, так и перпендикулярная анизотропия, в то время как в случае однослойной плёнки уже при толщине 0,45 мкм снижаются СВЧ характеристики.

На рис. 2.36 показаны частотные зависимости магнитной проницаемости многослойных плёнок с $N_{сл}$=5 и $N_{сл}$=20, измеренные в коаксиальной линии (данные для $N_{сл}$=1 см. на рис. 2.32). С ростом $N_{сл}$ частотная дисперсия магнитной проницаемости заметно изменяется: форма зависимости аппроксимируется уже не одним, а суммой двух лоренцевых резонансов. В этом случае значение приведённой константы Аше k_A определяется как сумма слагаемых, соответствующих числу резонансов. Наибольший вклад даёт резонанс с более высокой резонансной частотой. Амплитуда и частота более высокочастотного резонанса практически не меняются с ростом числа слоев (соответственно, k_A практически не зависит от $N_{сл}$), тогда как показатель затухания резко возрастает. Это приводит к смещению потерь на частотах ниже частоты резонанса (сотни мегагерц) и снижению действительной части магнитной проницаемости.

Два пика магнитных потерь часто наблюдаются в измеренных частотных зависимостях магнитной проницаемости, например, для толстых или многослойных ФМ плёнок [677] или для КМ, наполненных плоскими магнитными включениями [281]. НЧ пик потерь обычно связывают либо со скин-эффектом, либо с движением доменных границ, образующихся вследствие магнитоупругого эффекта, либо с наличием доменного расщепления ФМР. Наличие дополнительных НЧ потерь сужает область применимости таких материалов.

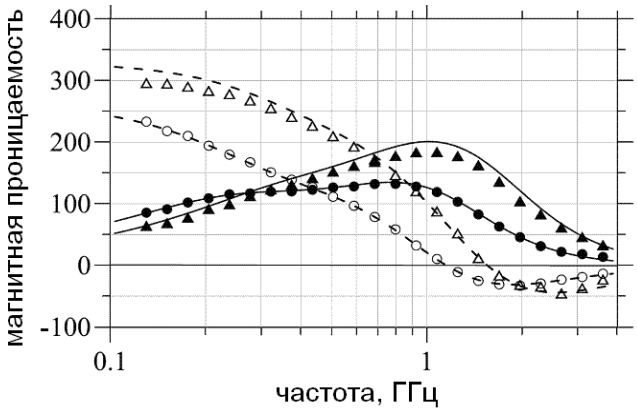


Рисунок 2.36 – Частотные зависимости магнитной проницаемости многослойных плёнок пермаллоя, измеренные в коаксиальной линии: треугольники – $N_{сл}$=5, кружки – $N_{сл}$=20; линии – лоренцева аппроксимация. Действительная часть проницаемости – заполненные символы и сплошные линии, мнимая часть – пустые символы и пунктирные линии

Выводы к разделу 2

Раздел посвящен теоретическому исследованию ограничений на динамические значения магнитной проницаемости материалов и экспериментальному исследованию тонких ФМ плёнок, в которых реализуются наиболее высокие значения проницаемости. Целью работы являлось создание объёмного материала на основе тонких ФМ плёнок с предельно высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости.

В **подразделе 2.1** представлен обзор текущей литературы по теории ФМР в магнитных материалах, виду частотных зависимостей СВЧ магнитной проницаемости, ограничениям на СВЧ значения магнитной проницаемости, а также известных экспериментальных результатов по СВЧ свойствам тонких ФМ плёнок и объёмных материалов на их основе.

Показано, что применение законов Снука и Аше позволяет получать ряд полезных результатов, в частности, оценки предельной широкополосности полосковых антенн на магнитодиэлектрической подложке. Также эти законы могут быть применены для анализа магнитной структуры материалов и для проверки корректности измеренных и численных данных об СВЧ магнитных свойствах материалов.

Для получения значений константы Аше, близких к предельным, необходимо, чтобы в кристаллитах или включениях, составляющих материал, размагничивающие поля вдоль двух их трёх главных осей частицы были малы. Тогда статический магнитный момент ориентирован вдоль одной из этих осей, а вдоль другой может наблюдаться высокая СВЧ магнитная проницаемость. Это выполнено для тонких ФМ плёнок (или пластинчатых включений в КМ), гексагональных ферритов и аморфных нанокристаллических ФМ микропроводов. Для них числовые множители в законе Аше могут различаться, но во всех случаях сохраняется квадратичная зависимость правой части от намагниченности насыщения, что даёт возможность получения высоких значений СВЧ магнитной проницаемости.

Широкому применению закона Аше препятствуют два обстоятельства. Во-первых, он строго выведен только для простейшего случая однородно-намагниченной эллипсоидальной частицы, без учёта наличия доменной структуры и скинирования. Параметрическая форма закона применима только для высокодобротного ФМР, в котором нет расщепления пика или искажения его формы. Во-вторых, интеграл Аше, который используют для определения константы Аше для сложных дисперсионных зависимостей, во многих реальных случаях сходится крайне медленно. Так как экспериментальные данные доступны в ограниченном частотном диапазоне, это обстоятельство резко снижает точность получаемой оценки константы Аше.

В **подразделе 2.2** теоретически исследована применимость параметрического закона Аше для магнитно-неоднородных материалов, а именно, для ФМ плёнки с полосовой доменной структурой и произвольным направлением ОЛН. Показано, что и выход намагниченности из плоскости плёнки, и наличие в плёнке узких доменов снижают динамическую магнитную проницаемость, ужесточая ограничение Аше. Следовательно, оно справедливо не только для однородно намагниченных плёнок, но и для плёнок с полосовой доменной структурой.

Можно предположить, что рассматриваемые ограничения на динамическую магнитную проницаемость материалов выполняется для произвольной доменной структуры.

В **подразделе 2.3** исследована применимость интегрального закона Аше (2.26) при использовании данных, полученных в ограниченном частотном диапазоне, в том числе для случаев сильных скинирования и неоднородности материала. Ключевым фактором применения закона Аше к реальным материалам является возможность определения константы Аше материала из измеренных данных, полученных в ограниченном частотном диапазоне.

Показано, что для дисперсионного закона, следующего из уравнения движения магнитного момента в форме Ландау–Лифшица–Гилберта, ограничение (2.26), строго говоря, неприменимо, так как интеграл расходится. Но в случае высоких динамических значений магнитной проницаемости частотная дисперсия Ландау–Лифшица–Гилберта близка к лоренцеву закону частотной дисперсии (2.21), в котором амплитуда и частота резонанса связаны между собой соотношением (2.14). Вследствие этого расходимость интеграла возникает только на очень высоких частотах и не сказывается на возможности определения значения K_A из эксперимента. Основной проблемой при таком определении остается медленная сходимость интеграла, связанная с относительно высоким затуханием ФМР в реальных материалах. Аналогичные выводы сделаны и в отношении влияния скин-эффекта на возможность определения K_A из измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости.

Предложен метод определения K_A из экспериментальных данных о частотной зависимости магнитной проницаемости, основанный на аппроксимации измеренной частотной зависимости лоренцевым законом частотной дисперсии; значения K_A определяют из параметров аппроксимирующей кривой. Показано, что этот метод позволяет получать более точные данные в более широком диапазоне параметров задачи по сравнению с общепринятым методом численного интегрирования измеренных магнитных потерь. Использование аппроксимации позволяет частично учесть магнитные потери, лежащие за пределами измеренного частотного диапазона, и, соответственно, приблизить получаемую константу Аше к её истинному значению.

Подраздел 2.4 содержит результаты экспериментального исследования СВЧ частотной дисперсии магнитной проницаемости плёнок железа с примесью азота, нанесённых методом магнетронного напыления на лавсановую подложку, в том числе многослойных, нанесенных через немагнитные прослойки SiO_2, и структурированных. Магнетронное напыление было применено, так как оно позволяет получить наиболее высокую скорость получения плёнок. Тонкие лавсановые подложки толщиной 10 мкм использованы для того, чтобы обеспечить максимально возможное содержание ФМ фазы в КМ.

Проанализировано влияние на СВЧ магнитные свойства рассматриваемых материалов скин-эффекта и магнитоупругого эффекта. Так как плёнки Fe−N обладают высокой константой магнитострикции, то возникающее при сгибании тонкой гибкой плёнки эффективное поле магнитоупругой анизотропии может оказаться сравнимым с полем кристаллической анизотропии и

заметно влиять на магнитные свойства плёнок. Поэтому результаты измерений СВЧ магнитной проницаемости плёнок существенно зависят от способа изготовления образца для измерений. Например, различающиеся результаты получены для коаксиального метода измерений с рулонным образцами, свернутыми железом внутрь и железом наружу, так как при изготовлении таких образцов возникают механические напряжения растяжения или сжатия. Полученные данные позволили получить оценки эффективных магнитных полей, дающих вклад в СВЧ магнитные свойства ФМ плёнок. Из проведённого анализа следует, что для получения более точных оценок необходимо учитывать неоднородность магнитной структуры исследуемых образцов.

В **подразделе 2.5** проведено экспериментальное исследование СВЧ магнитных свойств однослойных и многослойных плёнок пермаллоя. Для них также оценен вклад магнитоупругого эффекта в поле магнитной анизотропии, определяющее положение пика СВЧ магнитных потерь. Проанализированы физические причины, приводящие к снижению СВЧ магнитной проницаемости плёнок при увеличении их толщины. Показано, что основным из этих механизмов является перпендикулярная анизотропия, а не скинирование, как часто считают. Перпендикулярная анизотропия приводит к выходу магнитных моментов из плоскости плёнки и формированию полосовой доменной структуры. Это ухудшает СВЧ свойства материала, увеличивая коэрцитивную силу и снижая магнитную проницаемость. Создание многослойных структур с чередующимися ФМ и диэлектрическими слоями позволяет предотвратить возникновение перпендикулярной анизотропии и создавать массивные структуры с высокими СВЧ характеристиками.

Основные результаты раздела могут быть сформулированы следующим образом.

1 Справедливость ограничения Аше для случая ФМ плёнки с полосовой доменной структурой и произвольной ориентацией вектора намагниченности

2 Метод определения константы Аше из экспериментальных данных с использованием лоренцевой аппроксимации, позволяющий получать более точные результаты по сравнению общепринятым методом интегрирования измеренных магнитных потерь.

3 Использование многослойных плёнок, в которых отдельные ФМ слои наносят через диэлектрические подложки, что позволяет снизить влияние механических напряжений, накапливающихся при нанесении толстых плёнок и значительно увеличить количество ФМ металла, которое может быть нанесено на одну подложку без заметного ухудшения СВЧ магнитных свойств.

4 Метод оценки влияния магнитоупругого эффекта на СВЧ свойства тонких ферромагнитных плёнок на гибкой подложке по результатам измерения СВЧ магнитной проницаемости рулонных образцов в коаксиальной линии.

3 СВЧ свойства композитных материалов

Композитные материалы (КМ) часто имеют преимущество перед однородными материалами в высоком электрическом сопротивлении, низком удельном весе, хороших механических свойствах, химической стабильности, более широких возможностях механической обработки. Электродинамические свойства КМ могут варьироваться в широких пределах при изменении концентрации включений, в результате механического размола включений и др. Применение КМ делает возможным раздельное рассмотрение электродинамических свойств, зависящих, в основном, от наполнителя КМ, и физико-механических свойств, которые в первую очередь определяются матрицей КМ. Это позволяет создавать материалы, совмещающие высокую эффективность для технических применений и необходимые физико-механические свойства, которые определяют, например, стойкость материала к различным внешним воздействиям. По этой причине магнитодиэлектрические КМ широко применяют в радиочастотном и СВЧ диапазонах [163, 282, 421, 446, 547].

Исследованию СВЧ свойств КМ посвящено огромное количество работ, см., напр., обзоры [161, 604]. В настоящее время наблюдается рост интереса к электродинамических свойствам КМ с ФМ порошками. Это связано с возможными радиофизическими применениями таких КМ, с быстрым развитием техники измерения и технологии обработки порошков, в том числе их изготовления при помощи высокоэнергетического размола, а также с возможностями, которые такие данные предоставляют для получения информации о структуре и свойствах частиц порошков. Некоторые из публикаций на эту тему, вышедших за последние годы, приведены в списке литературы [132, 207, 228, 283, 285, 295, 308, 374, 485, 515, 546, 599, 618, 737, 749].

В данном разделе рассматриваются, в основном, СВЧ магнитные свойства КМ, содержащих ферро- и ферримагнитные порошки в диэлектрической матрице, причем длина волны электромагнитного излучения много больше размера включений. Основной акцент при рассмотрении сделан на проблемах описания частотных зависимостей материальных параметров таких КМ и создания материалов с высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости. Экспериментальное исследование КМ с волокнистыми включениями описано в разделе 4.

3.1 Литературный обзор[#]

Формулы смешения. Возможности применений КМ определяются значениями и частотной зависимостью их диэлектрической и магнитной проницаемости. Важной проблемой является описание эффективных проницаемостей КМ как функции проницаемостей включений и матрицы КМ. Стандартный подход к решению этой задачи состоит в применении эмпирических формул смешения, которые используют простые идеализированные модели, основанные на квазистатическом рассмотрении включений эллипсоидальной формы и приводящие к математически простым выражениям. Как правило, рассматривают двухфазные КМ, в которых идентичные включения заключены в однородной матрице (матричные смеси). Эффективные свойства такой

[#] Материал, включенный в данный подраздел, опубликован в [393, 571].

смеси зависят не только от собственных свойств включений и матрицы, но и от морфологии КМ, характеризующей структуру материала, в т.ч. концентрацию, форму и корреляции в расположении включений, например, наличие агломератов, преимущественной ориентации включений и пр. Концентрация и характеристики формы включений обычно входят в формулы смешения в явном виде, а учёт других морфологических характеристик достигается выбором её вида.

Обычно считают, что эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости определённого КМ, как и все остальные его обобщённые проницаемости, описываются одной формулой смешения [143]. Справедливость этого утверждения в отношении магнитной проницаемости обсуждается более подробно в подразделе 3.4.

Формулы смешения используют, как правило, усреднение поляризуемости включений, проводимое в различных предположениях. Будем записывать эти формулы в терминах приведённой (нормированной на проницаемость матрицы) восприимчивости включений, $\chi_{\text{вкл}}$ и эффективной приведённой восприимчивости КМ, $\chi_{\text{эфф}}$, не уточняя, является восприимчивость диэлектрической ($\chi=\varepsilon/\varepsilon_{\text{м}}-1$) или магнитной ($\chi=\mu-1$, учитывая, что магнитная проницаемость матрицы в КМ обычно равна единице); это возможно, так как форм-фактор включений N введен в (2.2) так, что он одинаково описывает влияние формы частицы на её диэлектрический и магнитный отклики. Теории, в которых эффективные материальные параметры не выражаются через поляризуемость ((3.5) и (3.16)) или запись которых через поляризуемости приводит к значительному усложнению их вида ((3.4) и (3.7)), записаны относительно диэлектрической проницаемости.

Для внешнего поля, параллельного одной из главных осей эллипсоидального включения [46], поляризуемость частицы, характеризующейся собственной проницаемостью ε_1 и помещённой в среду с проницаемостью ε_2, равна

$$P\left(N,\chi_{\text{вкл}}\right)=\frac{\chi_{\text{вкл}}}{1+N\,\chi_{\text{вкл}}}. \tag{3.1}$$

Некоторые формулы смешения не используют понятие поляризуемости; как правило, это теории, описывающие симметричные смеси, в которых и матрица, и включения за счёт контактов между соседними областями образуют взаимопроникающие решетки. Такие формулы будем записывать в традиционном виде, относительно диэлектрической проницаемости. В этом случае формула смешения для магнитной проницаемости получается простой заменой ε на μ.

Формулы смешения записываются в квазистатическом приближении, поэтому частотная дисперсия эффективной проницаемости возникает в них только за счёт частотной дисперсии проницаемости включений. На высоких частотах формулы смешения применимы, пока электромагнитное поле внутри включений потенциально. В частности, это означает, что скин-эффект на включениях должен быть пренебрежимо мал. Тем не менее, скин-эффект может быть учтен в формулах смешения перенормировкой собственной восприимчивости включений, см. раздел 2. Строго говоря, такая перенормировка применима только для изолированных включений, хотя экспериментальных данных о некорректности такого пересчёта для взаимодействующих включений, например, для кластеров включений, в литературе не найдено.

Предложено огромное количество различных формул смешения, см., напр., обзор [604]. К основным из них относят формулу Максвелл Гарнета (МГ), симметричную теорию эффективной среды Брюггемана (ТЭС) и формулу смешения Ландау–Лифшица–Лойенги (ЛЛЛ).

Формула МГ [469] предполагает, что суммарная поляризуемость включений, помещённых в матрицу КМ, составляет проницаемость однородной эффективной среды:

$$P\left(N,\chi_{\text{эфф}}\right)= pP\left(N,\chi_{\text{вкл}}\right), \tag{3.2}$$

где p – объёмная концентрация включений. Решение (3.2) относительно $\varepsilon_{\text{эфф}}$ имеет вид

$$\chi_{\text{эфф}} = 1+\frac{p}{N\left(1-p\right)+1/\chi_{\text{вкл}}}. \tag{3.3}$$

Если КМ N=1/3, то формула МГ совпадает с нижним пределом Хашина–Штрикмана (ХШ). Пределы ХШ [291] определяют наименьшую и наибольшую возможные статические проницаемости изотропной смеси двух диэлектриков при заданной p. Т.е., формула МГ определяет наименьшую возможную статическую проницаемость для данной p и, соответственно, наименьшее возможное взаимодействие между включениями. Поэтому она применима, если неоднородные поля, возбуждаемые на включении вследствие взаимодействия с окружающими включениями, слабы. Физической моделью нижнего предела ХШ служит ансамбль частиц из материала включений, каждая из которых покрыта оболочкой из материала матрицы; частицы распределены по размерам так, чтобы занимать весь объём КМ. Поэтому часто считают, что формула МГ описывает свойства регулярных КМ [584], а также КМ с проводящими частицами, покрытыми изолирующей оболочкой [584, 604]. Верхний предел ХШ соответствует ансамблю частиц из материала матрицы с оболочкой из материала включений.

Если проницаемость фаз является комплексным числом, т.е., для ненулевых частот, то и действительная, и мнимая части эффективной проницаемости КМ могут быть выше, чем соответствующая часть проницаемости любой из фаз на этой частоте. Пределы ХШ в этом случае получают при помощи геометрического построения [478].

Другое объяснение физического смысла формулы МГ использует её тождество с уравнением Клаузиуса–Мосотти (см. теорему Эвальда–Озеена, [13]). Это уравнение, известное в молекулярной оптике, основано на предположении, что неоднородными полями, возбуждаемыми на включениях, можно пренебречь [13]. Отсюда тоже следует вывод, что формула МГ задаёт наименее сильное взаимодействие включений, возможное в КМ при данной концентрации.

Формула смешения ТЭС (симметричная модель Брюггемана [169]; в литературе по магнитным КМ её часто называют теорией Полдера–ван Сантена [539]) основана на формальном разделении матрицы КМ на отдельные частицы, имеющие ту же форму, что и включения; и включения, и частицы матрицы считаются погружёнными в эффективную среду, характеризующуюся той же эффективной проницаемостью, что и весь КМ. Для получения однородной среды поляризуемости обоих типов частиц должны компенсировать друг друга, что приводит к уравнению

$$p\frac{\varepsilon_{\text{вкл}}-\varepsilon_{\text{эфф}}}{\varepsilon_{\text{эфф}}+N\left(\varepsilon_{\text{вкл}}-\varepsilon_{\text{эфф}}\right)}+(1-p)\frac{\varepsilon_{\text{м}}-\varepsilon_{\text{эфф}}}{\varepsilon_{\text{эфф}}+N\left(\varepsilon_{\text{м}}-\varepsilon_{\text{эфф}}\right)}=0\,. \qquad (3.4)$$

Практическая реализация ТЭС требует весьма специальной морфологии КМ [647]. Тем не менее, ТЭС играет особую роль для описания свойств смеси металл-диэлектрик, так как она позволяет получить порог протекания, p_{c}. Порог протекания определяется как концентрация проводящей фазы, выше которой смесь металл-диэлектрик имеет ненулевую статическую проводимость. Уравнение (3.4) приводится к квадратному уравнению относительно $\varepsilon_{\text{эфф}}$; для обеспечения неотрицательности мнимой части проницаемости ниже и выше p_{c} должны быть выбраны разные корни этого уравнения. Из (3.4) следует, что $p_{\text{c}}=N$ [403]. В теории МГ (3.3) $p_{\text{c}}=1$.

Для КМ, макроскопически изотропного в D измерениях, формула ЛЛЛ [46, 445],

$$\varepsilon_{\text{эфф}}^{\,1/D}=(1-p)\varepsilon_{\text{м}}^{1/D}+p\,\varepsilon_{\text{вкл}}^{1/D}\,, \qquad (3.5)$$

строится путем итерационной процедуры, начиная с одной из фаз. Малое количество этой фазы заменяется второй фазой. Полученный «эффективный» материал рассматривается как однородная фаза для следующего приближения. Формула ЛЛЛ получается в случае, когда начальной итерацией является однородный материал включений. Если начальной точкой является матрица КМ, то получается уравнение дифференциальной ТЭС (асимметричной теории Брюггемана) [169, 403]. Случай D=3 в (3.5) соответствует изотропному трёхмерному КМ; случай D=2 – бесконечно длинным параллельным цилиндрическим включениям в направлении перпендикулярно осям цилиндров; случай D=1 – системе бесконечных плоскостей в направлении вдоль плоскостей. Уравнение (3.5) при D=1 соответствует верхнему пределу Винера [692],

$$\chi_{\text{эфф}}=p\chi_{\text{вкл}}\,, \qquad (3.6)$$

определяющему максимально возможную проницаемость анизотропного КМ при заданной p (в отличие от пределов ХШ, описывающих изотропный КМ). Подстановка в (3.5) значения D= –1 (или подстановка D=1 в дифференциальную ТЭС) даёт нижний предел Винера,

$$1/\varepsilon_{\text{эфф}}=(1-p)/\varepsilon_{\text{м}}+p/\varepsilon_{\text{вкл}}\,, \qquad (3.7)$$

определяющий минимально возможную проницаемость анизотропного КМ, равную проницаемости системы бесконечных плоскостей в перпендикулярном направлении.

Формула ЛЛЛ является строгим результатом, если разница между проницаемостью включений и матрицы мала, $\varepsilon_{\text{вкл}}/\varepsilon_{\text{м}}\to 1$ [46]. В этом случае второй член в знаменателе (3.1) мал и поляризуемость включения не зависит от его формы. Следовательно, результат теории ЛЛЛ не зависит от форм-фактора включений. Для диэлектрической проницаемости смеси металл-диэлектрик теория ЛЛЛ всегда даёт ненулевую проводимость, так что p_{c}=0.

Так как для любого материала $\varepsilon\to 1$ и $\mu\to 1$ при $f\to\infty$, то формула ЛЛЛ описывает ВЧ асимптотику проницаемости любого КМ. Это асимптотическое поведение задаётся формулой

$$\chi_{\text{эфф}}=p\chi_{\text{вкл}}\left(1-\left(D-1\right)\left(1-p\right)\chi_{\text{вкл}}/2D\right). \qquad (3.8)$$

При рассмотрении ВЧ поведения КМ вторым членом в правой части (3.8) часто пренебрегают, оставляя лишь зависимость, эквивалентную формуле Винера (3.6).

Если объёмная концентрация включений в КМ мала, $p<<p_c$, и, следовательно, взаимодействием между включениями можно пренебречь, то формулы МГ и ТЭС, как и любая другая корректная формула смешения, совпадают с пределом малых возмущений:

$$\chi_{эфф} = pP\left(N, \chi_{вкл}\right). \tag{3.9}$$

Формула ЛЛЛ также совпадает с (3.9) при $p\to 0$, но, т.к. условием её применимости является $\chi_{вкл}\sim 0$, то зависимость от N в этом случае исчезает. В случае, если величина $\chi_{вкл}$ достаточно высока, из линейной части концентрационной зависимости проницаемости, реализующейся при малых p, можно найти эффективный форм-фактор включений. Когда p возрастает настолько, что взаимодействие между включениями становится существенным, зависимость от p перестает быть линейной, а результаты различных формул смешения начинает отличаться друг от друга.

В отличие от формулы ЛЛЛ, в ТЭС и МГ входит форм-фактор включений. Строго говоря, (3.2) и (3.4) справедливы только при N=1/3, т.к. только в этом случае они согласуются с (3.8) при $\chi_{вкл}\to 0$. В эксперименте форм-фактор включений, найденный из предела малых возмущений, часто отличается от 1/3 даже в КМ, содержащих сферические частицы, например, карбонильное железо, из-за агломерации включений [512]. Отличие N от 1/3 в МГ и ТЭС приводит к расхождению с формулой ЛЛЛ, определяющей ВЧ поведение восприимчивости и, следовательно, к искажению частотной зависимости магнитной проницаемости. В частности, нарушается закон Аше для КМ, который является следствием формулы смешения ЛЛЛ, см. раздел 2.

Ещё одной причиной отличия эффективного форм-фактора от 1/3 может быть несферичность включений. При вычислении усреднённой поляризуемости $<P>$ в ансамбле случайно ориентированных эллипсоидальных частиц нужно учитывать все три форм-фактора N_i вдоль главных осей эллипсоида [560]:

$$< P >= \sum_{j=1}^{3} \frac{\chi_{вкл}-1}{1+N_j\left(\chi_{вкл}-1\right)}. \tag{3.10}$$

С практической точки зрения важны: (*1*) случай, когда форма частицы близка к сферической, все три форм-фактора близки, и можно ввести эффективное значение $N_{эфф}$; легко показать, что при этом $N_{эфф}<1/3$; (*2*) волокнистые включения, когда один из форм-факторов (вдоль оси волокон) много меньше остальных и обеспечивает основной вклад в сумму (3.10); поляризацией вдоль остальных осей можно пренебречь; (*3*) пластинчатые частицы, когда два форм-фактора (в плоскости пластинки) малы и близки; при этом их можно заменить эффективным форм-фактором, а вклад поляризуемости поперёк плоскости пластинки мал. Таким образом, во всех трёх случаях можно использовать некоторое эффективное значение форм-фактора. Соответственно, на практике уравнения (3.2), (3.4) и (3.9) часто применяют для несферических включений с эффективным (средним) форм-фактором $N_{эфф}$, отличающимся от 1/3 [491, 619, 715].

Для случая сильно вытянутых включений необходимо вводить дополнительный фактор усреднения κ, описывающий влияние ориентации несферических частиц и входящий как множитель в правые части уравнений (3.2), (3.4) и (3.9). Для пластинчатых частиц κ=2/3 при их изо-

тропном (хаотическом) расположении и κ=1, если плоскости всех пластинок перпендикулярны волновому вектору. Для волокон κ=1/3 при хаотическом расположении в пространстве, κ=1/2 при хаотическом расположении в плоскости, перпендикулярной волновому вектору, и κ=1, если оси всех волокон ориентированы параллельно внешнему полю. Для сферических частиц κ=1. При анализе КМ с наполнением несферическими магнитными частицами, возможная анизотропия магнитных свойств включений должна быть учтена дополнительно, как это сделано, например, при анализе формулы (2.14) в разделе 2.

Спектральная теория Бергмана–Милтона. Альтернативным подходом к определению эффективных свойств КМ является теория Бергмана–Милтона [143, 479]. Теория вводит спектральную функцию $b(s)$, которая служит количественной характеристикой морфологии двухфазного КМ, может принимать действительные неотрицательные значения в диапазоне изменения аргумента $0<s<1$ и определяет эффективную проницаемость КМ как:

$$\chi_{\text{эфф}} = p\int_0^1 b(s)\frac{\chi_{\text{вкл}}}{1+s\chi_{\text{вкл}}}ds\,. \tag{3.11}$$

Из сравнения (3.1) и (3.11) видно, что физический смысл спектральной теории сводится к учёту распределения эффективных форм-факторов включений в КМ. Переменная интегрирования s в (3.11) фактически является эффективным форм-фактором включений. Распределение форм-факторов может возникать из-за разброса формы включений, а также из-за возбуждения неоднородных полей внутри включений вследствие отклонения их формы от эллипсоидальной или взаимодействия с соседними включениями. Для данного КМ одна и та же спектральная функция характеризует все его обобщённые восприимчивости, в том числе и диэлектрическую, и магнитную проницаемости [143].

Для спектральной функции справедливы правила сумм, см., напр., [266]:

$$\int_0^1 b(s)ds = 1 \quad \text{и} \quad \int_0^1 sb(s)ds = \frac{D-1}{2D}(1-p). \tag{3.12}$$

Правила сумм следуют из условия согласования спектральной теории с формулой ЛЛЛ при $\varepsilon_{\text{вкл}}/\varepsilon_{\text{м}}\to 1$. Второе из уравнений (3.12) выполняется только для изотропных КМ.

Спектральная функция обеспечивает однозначную и универсальную характеристику морфологии КМ: любой формуле смешения соответствует определённый вид функции $b(s)$. Спектральные функции для некоторых формул смешения показаны на рис. 3.1. Для теории МГ $b(s)$ является дельта-функцией, см. рис. 3.1*а*:

$$b(s) = \delta\big(s-(1-p)N\big), \tag{3.13}$$

где N – форм-фактор изолированного включения. Следовательно, в теории МГ все включения характеризуются одинаковым эффективным форм-фактором, $N_{\text{эфф}}=(1-p)N$, значение которого ниже, чем у изолированного включения из-за взаимодействия между включениями.

Взаимодействие между включениями в ТЭС приводит к разбросу эффективных форм-факторов; спектральная функция для ТЭС при $p\le p_{\text{c}}$ имеет вид [261]:

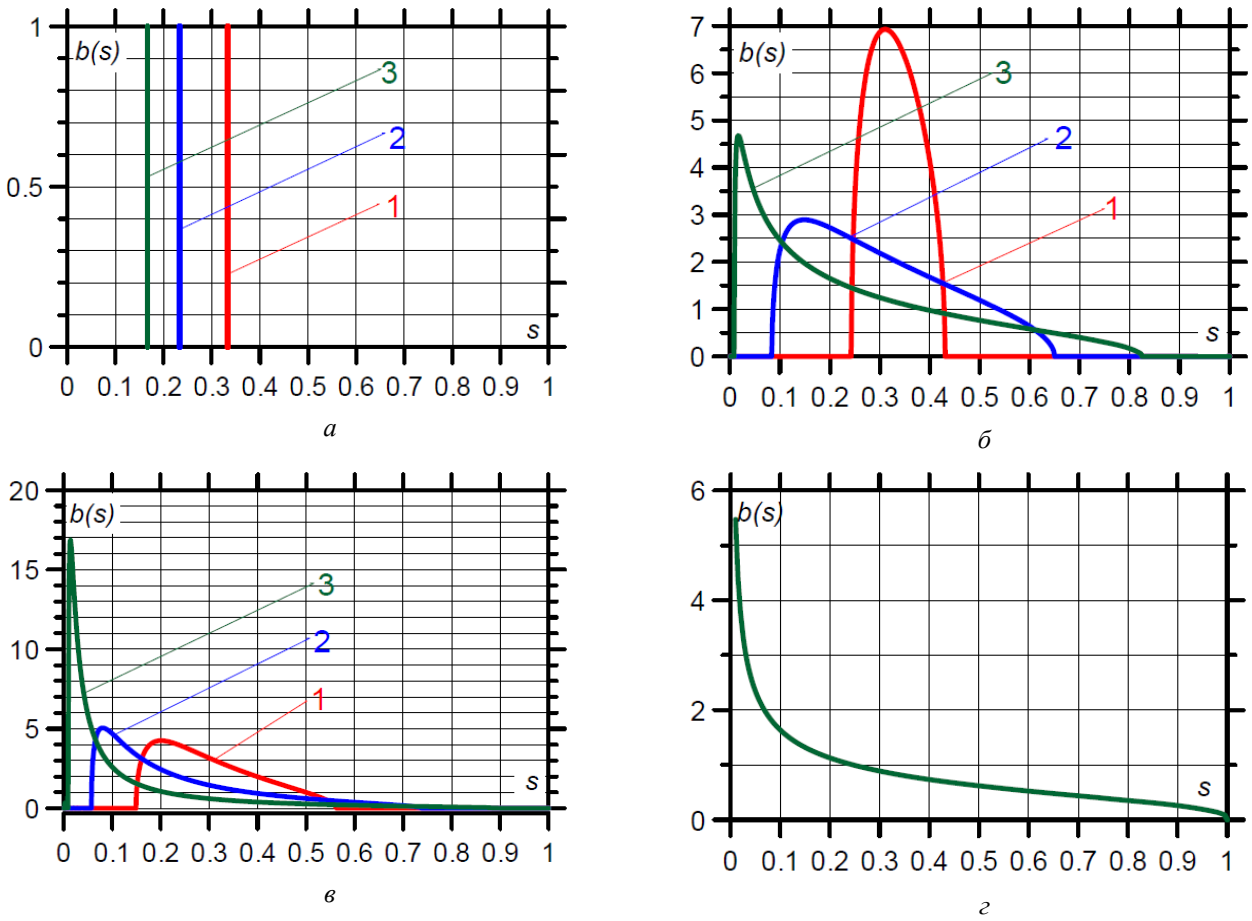


Рисунок 3.1 – Спектральная функция, $b(s)$, для различных формул смешения: (*а*) формула смешения МГ, N=1/3: 1 – p=0,1, 2 – p= 0,2, 3 – p=0,5; (*б*) ТЭС, N=1/3: p=0,01, 2 – p= 0,1, 3 – p=0,25; (*в*) асимметричная теория Брюггемана: 1 – p=0,1, 2 – p= 0,3, 3 – p=0,6; (*г*) формула ЛЛЛ, p=0,4

$$b(s)=\begin{cases}3\sqrt{(s-s_1)(s_2-s)}\,/\,(4\pi s p), & s_1<s<s_2\\ 0, \qquad s<s_1 \quad \text{или} \quad s>s_2\end{cases}, \tag{3.14}$$

где

$$s_{1,2}=\left(1+p\;\mu\;2\sqrt{2p(1-p)}\right)/3 \tag{3.15}$$

Функция (3.14) показана на рис. 3.1*б*. Если график спектральной функции для ТЭС при $p<p_c$ построить в координатах $sb(s)$ от s, то он будет иметь форму полуокружности. При $p=p_c$ $s_1=0$; при $p>p_c$ (3.14) принимает ненулевые значения при $s=0$, что соответствует появлению макроскопической статической проводимости в КМ.

На рис. 3.1 *в* и *г* показаны спектральные функции для асимметричной формулы смешения Брюггемана и формулы смешения ЛЛЛ, соответственно. Для первой из них $b(0)=0$ для всех p, что соответствует отсутствию сквозной проводимости в КМ с проводящими включениями. Для формулы ЛЛЛ, наоборот, $b(0)\neq0$ при любых p: смесь металл-диэлектрик проводит постоянный ток при любой концентрации, и $p_c=0$. Значения $b(s)$ для формулы ЛЛЛ при $s>0$ и различных p совпадают с графической точностью, различаясь только в узкой области вблизи нуля.

Наличие разброса эффективных форм-факторов из-за взаимодействия между включениями показано в [143] на примере численного расчёта спектральной функции периодической решетки точечных частиц. Результат расчёта имеет вид регулярной последовательности острых пиков. Если форма включений близка к сферической, а их расположение нерегулярно, то функция $b(s)$ имеет вид одного размытого пика, как на рис. 3.1 *б*, *в*, *г*. Для включений сильно вытянутой формы (иголки или пластинки) спектральная функция имеет два изолированных пика, соответствующие усреднённым форм-факторам вдоль длинной и короткой оси включений.

Спектральная функция полностью характеризует частотные зависимости эффективной проницаемости. Концентрационная зависимость не определяется в спектральной теории явным образом. Строго говоря, это имеет физические основания: различные концентрации соответствуют физически разным образцам, которые могут не иметь между собой ничего общего. Но, как правило, образцы из одной концентрационной серии все-таки имеют общие черты, и анализ концентрационных зависимостей проницаемости является мощным инструментом исследования КМ. При помощи спектральной теории проводить анализ концентрационных зависимостей восприимчивости неудобно.

Основной причиной редкого использования спектральной теории для анализа экспериментальных результатов является то, что эта теория использует неизвестную функцию, которую трудно определить из эксперимента. В литературе можно найти лишь немногие примеры её применения для анализа экспериментальных данных [216].

Предложено несколько методов экспериментального нахождения спектральной функции. В принципе, она может быть рассчитана непосредственно из известной структуры КМ. Однако, как определение микроструктуры реального трёхмерного КМ, так и точный расчёт спектральной функции из этих данных представляют собой сложные задачи, и сведений об успешном применении этого подхода в литературе нет. Спектральная функция может быть также определена из известной проницаемости включений и измеренных значений эффективной проницаемости КМ. Этот метод был применен к анализу ИК диэлектрической проницаемости смеси диэлектриков [216], где была получена спектральная функция, состоящая из двух пиков. В СВЧ диапазоне примеров таких исследований нет, так как эффективная диэлектрическая проницаемость, как правило, не зависит от частоты, а собственная магнитная проницаемость включений, хотя и может сильно зависеть от частоты, но, как правило, не известна.

Наилучшие практические результаты даёт подход, предполагающий выбор некоторой функциональной зависимости $b(s)$, зависящей от нескольких параметров, и поиск этих параметров из измеренных данных [261, 512, 643]. Это может быть сделано даже при неизвестных значениях собственной проницаемости включений. Такой метод был применен к диэлектрической проницаемости диэлектрических смесей в ИК [298], оптическом [643] и СВЧ [261] диапазонах, а также к СВЧ магнитной проницаемости КМ [512]. Отметим, что даже в этом случае, как правило, теория не допускает простой математической формы её представления.

Использование эмпирических параметров в формулах смешения. Так как формулы смешения, рассмотренные выше, основаны на простых идеализированных моделях, часто возникает ситуация, когда ни одна из них не может обеспечить удовлетворительного согласия с экспериментальными данными. Например, наклон концентрационной зависимости статической магнитной проницаемости КМ, содержащих карбонильное железо, часто заметно отличается от 1/3, несмотря на почти идеально сферическую форму частиц этого порошка [512, 536], хотя в ряде работ и получен эффективный форм-фактор, близкий к 1/3 (см., напр., [472]).

Другим классическим примером является экспериментальное исследование КМ, содержащих один и тот же порошок сажи, заключённый в различных полимерных матрицах [482]. В зависимости от типа матрицы зафиксировано изменение порога протекания от 5 до 50%. Использование различных полимеров приводит к различиям в морфологии КМ, вызывая агломерацию или, наоборот, деагломерацию частиц в зависимости от смачиваемости частиц сажи жидким полимером. Важность пространственного распределения включений в КМ для применимости формул смешения обсуждается в [233].

При анализе эффективных свойств КМ необходимо учитывать большое количество факторов, таких как распределение включений по форме [253, 265, 369] и размеру [617], присутствие изолирующего оксидного слоя на поверхности проводящих частиц, статистический разброс собственных свойств включений, например, их проводимости [372], возможное наличие преимущественной ориентации несферических включений [371]. Без учёта особенностей морфологии КМ трудно добиться точного согласия теории с наблюдаемыми эффективными свойствами, особенно для диэлектрической проницаемости смесей металл-диэлектрик: диэлектрическая проницаемость проводящих включений настолько высока в СВЧ диапазоне, что СВЧ эффективная диэлектрическая проницаемость КМ с наполнением порошками металлов не зависит от собственной проницаемости включений, как если бы последняя была бесконечна. Эффективная диэлектрическая проницаемость таких КМ целиком определяется их морфологией.

Из-за наличия большого числа трудно учитываемых факторов, для более точного описания свойств КМ часто используют эмпирические параметры, которые находят из условия наилучшего согласия теории с экспериментом. Обычный подход к построению таких теорий заключается в комбинировании базовых формул смешения так, чтобы полученная комбинация допускала введение эмпирических параметров. Несколько таких теорий рассмотрены ниже.

Известным примером таких теорий является формула смешения Лихтенекера [425], совпадающая по форме с (3.5), но подразумевающая, что величина D может принимать дробные значения и может быть использована как эмпирический параметр для достижения согласия с экспериментом. Формулу Лихтенекера можно рассматривать как комбинацию формулы смешения ЛЛЛ и перколяционной теории, рассмотренной в разделе 4, где D имеет смысл критической экспоненты. Спектральная функция для формулы Лихтененкера исследована в [266].

Комбинация ТЭС и перколяционной теории может быть записана в форме, предложенной МакЛахланом [471]:

$$p\frac{\varepsilon_{\text{вкл}}^{\,1/\Omega}-\varepsilon_{\text{эфф}}^{\,1/\Omega}}{\varepsilon_{\text{эфф}}^{\,1/\Omega}+N_{\text{эфф}}\left(\varepsilon_{\text{вкл}}^{\,1/\Omega}-\varepsilon_{\text{эфф}}^{\,1/\Omega}\right)}+(1-p)\frac{\varepsilon_{\text{м}}^{\,1/\Psi}-\varepsilon_{\text{эфф}}^{\,1/\Psi}}{\varepsilon_{\text{эфф}}^{\,1/\Psi}+N_{\text{эфф}}\left(\varepsilon_{\text{м}}^{\,1/\Psi}-\varepsilon_{\text{эфф}}^{\,1/\Psi}\right)}=0\,. \quad (3.16)$$

Уравнение (3.16) дополняет формулу смешения ТЭС (3.4) критическими индексами Ψ и Ω, которые, как и эффективный форм фактор включений $N_{\text{эфф}}$, также являются эмпирическими параметрами теории. Уравнение (3.16) нередко используют для описания экспериментальных данных, см. ниже. Часто при этом получается хорошее согласие, которое можно отнести на счёт наличия нескольких подгоночных параметров и использования критических индексов, что позволяет в широких пределах варьировать свойства модели вблизи порога протекания. С другой стороны, при $p\to 0$ формула МакЛахлана не согласуется с пределом малых возмущений, а при $\varepsilon_{\text{вкл}}\to\varepsilon_{\text{м}}$ – с формулой ЛЛЛ, что делает её малопригодной для моделирования КМ в широком диапазоне частот и концентраций.

Другим подходом к использованию эмпирических параметров является формальное разбиение всего объёма КМ на области двух типов, имеющих различные морфологии. Например, одна из групп может содержать только изолированные частицы, а другая – только кластеры частиц. Включения внутри каждой из двух групп смешиваются с использованием каких-либо формул смешения, а затем эти две группы смешиваются между собой.

Примером такого подхода является теория Шенга [597]. В ней в областях первого типа изолированные включения заключены в сплошной матрице; в областях второго типа, наоборот, изолированные включения из материала матрицы заключены в сплошной среде из материала включений. Предполагается, что все эти включения, а также области, на которые разделён КМ, имеют сферическую форму. Поэтому эффективная проницаемость областей первого и второго типов определяется нижним и верхним пределами ХШ, соответственно, для концентрации включений, которая реализована в исследуемом КМ. Для поиска эффективной проницаемости всего КМ, проницаемости, соответствующие обоим типам областей, смешиваются друг с другом с использованием формулы смешения ТЭС. Концентрация, которую используют при этом смешении, является подгоночным параметром, выбираемым произвольно в интервале (0,1). Близкая идея (симметризованная теория МГ) была предложена Мусалом и Ханом [491]; её отличие от теории Шенга состоит в том, что области двух типов смешиваются между собой при помощи теории МГ. Дойль и Джейкобс [229, 230] предложили разделение включений на изолированные включения и кластеры плотно упакованных включений.

Ещё один подход к введению эмпирических параметров для как можно более точной аппроксимации концентрационных зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости смеси металл-диэлектрик был предложен Оделевским [53]. Он заметил сходство между формулами МГ и ТЭС, в которых концентрационная зависимость эффективной статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{ст,эфф}}$ для случая проводящих включений ($\chi_{\text{вкл}}\to\infty$) имеет вид

$$\chi_{\text{ст,эфф}}=\frac{1}{N}\,\frac{p}{1-p} \quad (3.17)$$

и

$$\chi_{\text{ст,эфф}} = \frac{1}{N}\,\frac{p}{1-p/N}, \tag{3.18}$$

соответственно. С учётом того, что в ТЭС p_c=N, а в МГ p_c=1, Оделевский получил вместо (3.18) уравнение, которое обобщает эти две формулы смешения для случая смеси металл-диэлектрик, просто заменив N в первом сомножителе знаменателя правой части (3.18) на эффективный форм-фактор $N_{\text{эфф}}$, а во втором – на p_{c}:

$$\chi_{\text{ст,эфф}} = \frac{1}{N_{\text{эфф}}}\,\frac{p}{1-p/p_c}. \tag{3.19}$$

Формула Оделевского (3.19) переходит в ТЭС при p_{c}=N и в формулу смешения МГ при p_{c}=1.

В (3.19) и $N_{\text{эфф}}$, и p_{c} могут быть использованы в качестве эмпирических параметров. Величина $N_{\text{эфф}}$, характеризует индивидуальные свойства включений и определяет наклон линейной части концентрационной зависимости восприимчивости при малых p. Значение p_{c} характеризует взаимодействие между включениями и определяет отклонение концентрационной зависимости от линейной при высоких p, где коллективные эффекты доминируют.

Для конечных значений проницаемости включений можно записать формулу смешения, согласующуюся с концентрационной зависимостью (3.19) [53]

$$\chi_{\text{эфф}} = 1 + \frac{p}{N_{\text{эфф}}\,(1-p/p_c)+1/\chi_{\text{вкл}}}. \tag{3.20}$$

Отметим, что (3.20) согласуется с теорией ЛЛГ при малых $\chi_{\text{вкл}}$ только если $N_{\text{эфф}}$=1/3 и p_{c}=1. т.е., когда (3.20) эквивалентна формуле смешения МГ.

И, наконец, рассмотрим формулу смешения, предложенную Гошем и Фуксом [261], которая основана на теории Бергмана–Милтона и также содержит эмпирические параметры. Для КМ, включения в котором имеют нерегулярную форму и распределены случайным образом, следует ожидать, что спектральная функция характеризуется одним пиком. Распределение форм включений и взаимодействие между включениями вызовут уширение этого пика, но не должны приводить к возникновению дополнительных пиков, в силу случайной морфологии КМ. Теория Гоша−Фукса (ГФ) использует параметризацию спектральной функции, которая предполагает наличие единственного пика в форме:

$$b(s) = \begin{cases} K_0\left(s-s_1\right)^{Y}\left(s-s_2\right)^{Y'}\big/\left(ps\right), & s_1 \le s \le s_2, \\ 0, \quad s < s_1 \ \text{ или } s > s_2, \end{cases} \tag{3.21}$$

где s_1, s_2, Y, Y' и K_0 являются эмпирическими параметрами, в т.ч., s_1 и s_2 определяют границы определения спектральной функции, а K_0 находится из согласия (3.21) с правилами сумм (3.12). Как показано в [261], Y совпадает с критическим индексом для частотной зависимости материальных параметров, рассмотренным в разделе 4.

В (3.21) сохранена та же самая форма спектральной функции, что и в ТЭС, но при помощи введённых эмпирических параметров ширина пика спектральной функции может варьироваться независимо от p. Наличие критических индексов Y и Y' позволяет получить

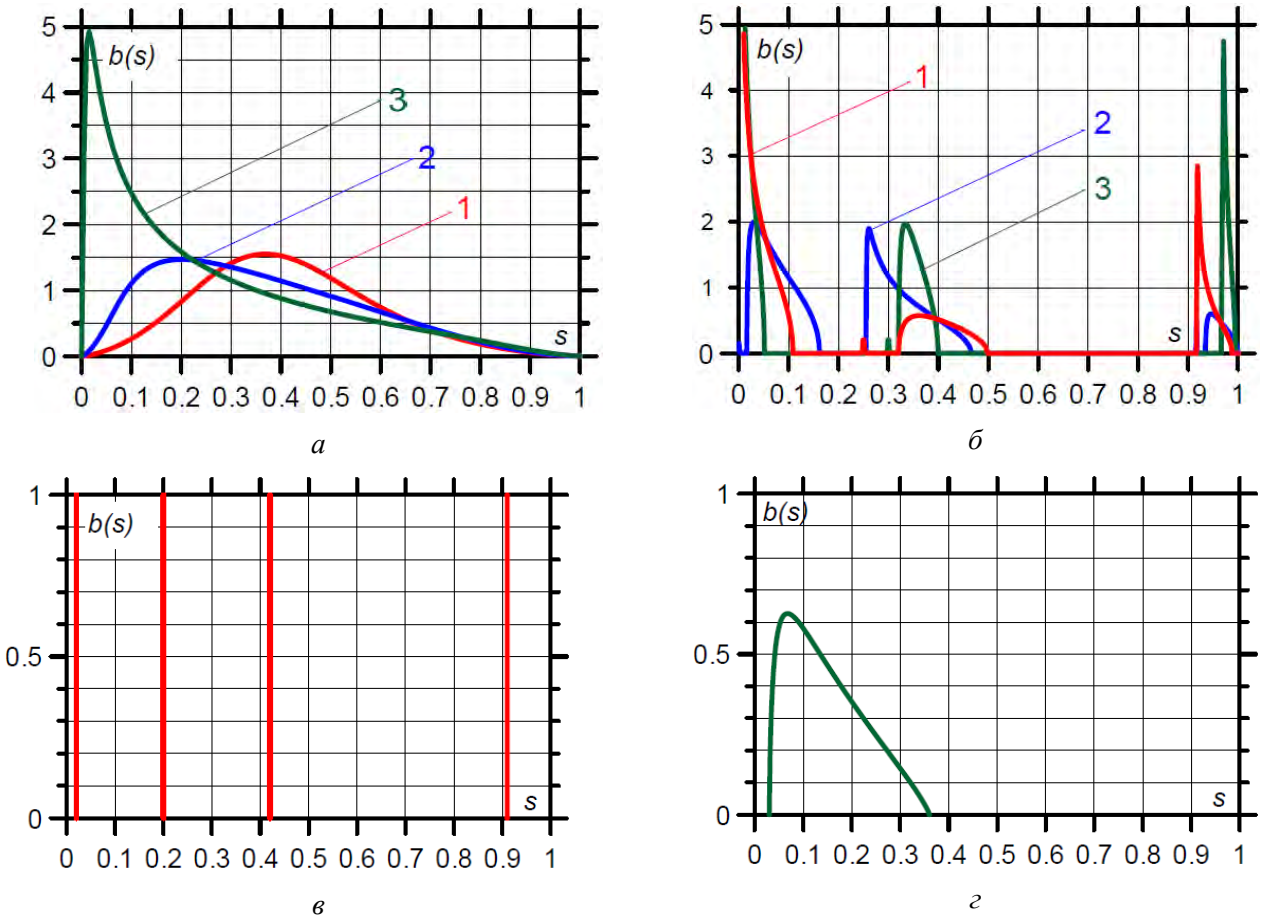


Рисунок 3.2 – Спектральная функция, $b(s)$, рассчитанная для различных формул смешения: (*а*) теория МакЛахлана, N=1/3, Ψ=1,8, Ω=0,7: 1 – p=0,01, 2 − p= 0,1, 3 − p=0,25; (*б*) теория Шенга, N=1/3: 1 − p=0,25, p_0=0,75, 2 − p=0,1, p_0=0,25, 3 − p=0,25, p_0=0,75; (*в*) теория Мусала−Хана: N=1/3, p=0,4, p_0=0,2; (г) теория ГФ, s_1=0.03; s_2=0.36; Y=0,34; Y' =0,81; p=0,115.

согласие с перколяционной теорией. Теория ГФ может учитывать не только взаимодействие между включениями при высоких p, но и разброс в форме включений. Теорию МГ также можно рассматривать как предельный случай (3.21) при s_1, $s_2 \to (1-p)N$.

Показано, что теория ГФ в ряде случаев обеспечивает хорошее согласие с результатами измерения СВЧ диэлектрической проницаемости КМ с проводящими ФМ включениями [261]. Это свидетельствует о том, что разброс форм-факторов включений важен для точного описания эффективных свойств КМ. Для практического применения теория ГФ неудобна из-за своей математической сложности: $\varepsilon_{вкл}$ и $\varepsilon_{эфф}$ связаны в ней через интегральное уравнение.

Спектральные функции для формул смешения, описанных в этом пункте, показаны на рис. 3.2. Все эти формулы были предложены для достижения согласия с измеренными концентрационными зависимостями диэлектрической проницаемости смесей металл-диэлектрик. Их пригодность для описания частотных зависимостей проницаемости можно оценить из вида спектральной функции. Спектральные функции для формул смешения Шенга и Мусала–Хана имеют несколько изолированных интервалов аргумента, на которых она имеет ненулевое значение, как видно из рис. 3.2 *в* и *г*. Наличие нескольких изолированных пиков спектральной функции может приводить к существованию нескольких изолированных диапазонов частот, где воз-

никает частотная дисперсия эффективной проницаемости, чему трудно приписать какой-либо физический смысл. Иллюстрацией являются экспериментальные данные, приведённые в [597] для подтверждения теории Шенга: там удалось добиться только качественного, но не количественного согласия с теорией. Для случайно-неоднородного КМ, содержащего сферические или камневидные включения, наиболее физичной формой спектральной функции был бы один размытый пик, как в теории ГФ. При анализе концентрационных зависимостей такой проблемы не возникает: несколько пиков спектральной функции могут быть достаточно точно аппроксимированы одним эффективным значением форм-фактора [223].

Экспериментальные данные по СВЧ эффективным свойствам КМ с магнитными включениями. Большинство исследований публикуют измеренные частотные зависимости для КМ, содержащих малые магнитные включения, с наибольшей возможной объёмной концентрации включений, которая, как правило, близка к 0,5 для сферических включений микронного размера, заключённых в полимерной матрице, но может быть и ниже для частиц меньшего размера или если частицы имеют форму пластинок или волокон.

В качестве наполнителей КМ для СВЧ применений часто используют порошки гексагональных ферритов [164, 577, 707, 722]. Их СВЧ магнитная проницаемость подчиняется закону Аше, см. раздел 2, и, следовательно, может быть достаточно высока: статическая магнитная проницаемость обычно составляет несколько единиц, а частота ФМР доходит до 10–15 ГГц [417, 428]. В [420] был получен и исследован КМ, содержащий 50% порошка гексагонального феррита и проявляющий широкий частотный пик магнитных потерь, так что мнимая часть магнитной проницаемости превышает единицу в диапазоне частот от 1 до 10 ГГц.

ВЧ свойства ферритов-шпинелей подчиняются закону Снука, а их намагниченность насыщения сравнительно низка, 3–6 кГс. Поэтому, даже если КМ, содержащий такие ферриты, имеет высокую статическую магнитную проницаемость, пик магнитных потерь будет расположен на частотах существенно ниже 1 ГГц [348, 418, 521, 654]; выше этой частоты магнитная проницаемость КМ резко снижается.

Порошки ФМ металлов представляют интерес вследствие их высокой намагниченности насыщения. Хотя первая работа [147], описывающая СВЧ свойства КМ с наполнением порошками карбонильного железа была опубликована очень давно, статьи, посвящённые этой теме, продолжают появляться [198, 472, 512, 535, 700]. Действительная часть магнитной проницаемости КМ с частицами карбонильного железа микронного размера быстро падает с частотой из-за скин-эффекта. С другой стороны, скин-эффект приводит к относительно высоким магнитным потерям в области частот вблизи 10 ГГц, что полезно для многих приложений. Были также исследованы и порошки других ФМ металлов и сплавов, таких как CoNi [646], Fe с примесью Ni [636], Alnico [734], Ni-Fe-Ti [307], магнитные окислы [162, 625].

Перспективным подходом к созданию магнитных КМ с высокой магнитной проницаемостью на СВЧ является высокоэнергетический размол магнитных порошков. Размол может быть проведен в различных средах, что позволяет получить частицы различной формы, в зави-

симости от среды размола. Размол в инертной среде, например, в аргоне, даёт частицы нерегулярной формы. При размоле в органических растворителях, таких как этиловый спирт [734], CCl_4 [219] или гептан [27], часто получаются частицы пластинчатой формы. В них магнитный момент располагается в плоскости частицы, поэтому КМ с пластинчатыми частицами подчиняются закону Аше, а не Снука, что было предсказано в [677] и показано экспериментально в [465]. Толщина пластинок имеет порядок единиц или даже долей микрона, поэтому влияние скин-эффекта снижено по сравнению с КМ, содержащими частицы сферической формы; в частности, частотный пик магнитных потерь в КМ с пластинчатыми включениями обычно получается более узким и, соответственно, имеет более высокую амплитуду. СВЧ свойства таких КМ описаны в ряде работ; размолу обычно подвергают порошки карбонильного железа [358, 743] или магнитных сплавов, таких как FeSiAl [725], FeNi [748] и FeCoNi [218]. При p~0,5 статическая магнитная проницаемость КМ с размолотыми порошками может доходить до 25, а пик магнитных потерь лежит на частотах от 2 до 4 ГГц и имеет величину от 7 до 8 [358, 725].

При помощи механического размола можно также получать частицы гексагональных ферритов, имеющие пластинчатую форму [429, 722]. Так как собственная магнитная проницаемость гексагональных ферритов уже подчиняется закону Аше (2.16), то при этом нельзя ожидать существенного улучшения СВЧ магнитных свойств материала. Из-за высокой собственной магнитной анизотропии материала вклад анизотропии формы частиц в СВЧ магнитные свойства не существенен. Сравнение свойств КМ, содержащих ферритовые частицы с одинаковым составом, но различной формой [429], не выявило существенных различий в СВЧ магнитной проницаемости. Обнаруженное в [429] улучшение радиопоглощающих свойств может быть приписано лучшему согласованию образца, содержащего ферритовые частицы пластинчатой формы.

Магнитные КМ, содержащие полые магнитные включения (магнитные оболочки), исследованы в [357, 443, 684]. Такие оболочки могут быть созданы при нанесении тонкой магнитной плёнки на диэлектрические частицы, например, стеклянные микросферы. Эти КМ имеют низкий удельный вес, но и низкие значения магнитной проницаемости; и то, и другое – за счёт малого содержания магнитной фазы. Собственная магнитная проницаемость таких включений ниже проницаемости тонких ФМ плёнок из-за разброса угла между плоскостью магнитной оболочки и внешнего магнитного поля в различных областях оболочки.

Ряд исследований был посвящен КМ, содержащим два различных типа магнитных включений [411, 426, 738] или порошки феррита вместе с порошком сегнетоэлектрика [341, 459, 534]. Изменение относительной концентрации двух типов включений даёт возможность подбора СВЧ свойств включений таким образом, чтобы добиться, например, лучшего согласования КМ с падающей ЭМВ для улучшения его радиопоглощающих свойств.

Часто приходится слышать, что наноразмерные магнитные частицы предоставляют более широкие возможности для создания на их основе КМ с высокой СВЧ магнитной проницаемостью, см., например, [158]. Преимуществом наноразмерных включений является отсутствие в них скин-эффекта. Экспериментальные данные по свойствам таких КМ свидетельствуют, как

правило, о низких значениях магнитной проницаемости, см., например, [741]. Вероятной причиной этого является снижение предельной концентрации включений в КМ на основе полимеров при уменьшении размера включений, так что в реальных КМ в наноразмерными частицами их концентрация оказывается мала.

Сравнение формул смешения с экспериментальными данными. Как показано в разделе 2, магнитная проницаемость магнитного материала, в том числе магнитных порошков, определяется не только составом материала, но и технологией его приготовления, обработки, наличием примесей и пр. На значения динамической магнитной проницаемости также влияет скин-эффект в частицах. Поэтому магнитная проницаемость материалов, имеющих близкий состав, может сильно различаться, как показано, например, исследованиями зависимости СВЧ свойств ферритов от наличия присадок [419], СВЧ свойств КМ с порошками Fe_2O_3 с частицами микронного и нанометрового размеров [167] и СВЧ магнитной проницаемости тонких плёнок Fe−N, напылённых при различных условиях, см. раздел 2. Поэтому при анализе СВЧ свойств КМ собственная магнитная проницаемость включений обычно считается неизвестной величиной. Для её поиска используют подгоночные процедуры, применяя либо теорию ФМР, как в [472], либо какую-либо формулу смешения для поиска значений собственной проницаемости из измеренных значений эффективной магнитной проницаемости КМ, см., напр., [198].

Казалось бы, собственную магнитную проницаемость включений можно легко получить из измерений проницаемости разбавленного КМ, где взаимодействие между включениями пренебрежимо мало. Однако это не всегда так. Если собственная проницаемость включений достаточно высока, $\mu_{вкл}>>1/N$, то, как следует из (3.1), поляризуемость включений, которая и является измеряемой величиной, определяется только их формой и не зависит от их собственной проницаемости. С ростом p эффективный форм фактор снижается из-за усиления взаимодействия между включениями, и эффективная магнитная проницаемость КМ начинает зависеть от собственной проницаемости включений, см. подробнее в подразделе 3.3. Эта проблема важна для порошка карбонильного железа: применение различных формул смешения для определения его собственных свойств даёт существенно различающиеся результаты, ср., напр., данные, приведённые в [398, 512, 516].

Из литературы известно достаточно небольшое количество исследований, сравнивающих измеренные частотные зависимости СВЧ магнитной проницаемости КМ с формулами смешения. Для таких сравнений выбирают, как правило, КМ с достаточно простой структурой, такие как КМ с порошками ферритов или с карбонильным железом.

В известных статьях, посвящённых КМ с наполнением карбонильным железом, согласие обычно проверяют на отдельных частотах. В [472] и [198], диэлектрическая и магнитная проницаемости были измерены на частотах 4 ГГц и 10 ГГц, соответственно, при различных концентрациях включений. Собственная магнитная проницаемость частиц карбонильного железа была найдена из условия наилучшего согласия между аппроксимацией, полученной при применении формулы смешения, и измеренными данными. Наилучшее согласие достигнуто

при применении асимметричной теории Брюггемана [472] и теории МакЛахлана [198]. Симметричная ТЭС не согласуется с экспериментальными данными, так как она даёт порог протекания p_c=1/3: там действительная часть диэлектрической проницаемости должна иметь максимум. Измеренная концентрационная зависимость монотонна, по крайней мере, до p=0,5, что может быть связано, например, с наличием изолирующего оксидного слоя на поверхности частиц. Перколяционное поведение магнитной проницаемости КМ наблюдалось в эксперименте в [466]. В [167] показано, что теория МакЛахлана обеспечивает хорошее согласие с экспериментом для магнитной проницаемостью КМ, содержащих порошки Fe_2O_3.

В [700] проведено сравнение измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости КМ с карбонильным железом и размолотым порошком железа с результатами ТЭС; при этом собственная магнитная проницаемость железа была определена из теории Киттеля с учётом скин-эффекта. Сделан вывод, что ТЭС обеспечивает удовлетворительное согласие с экспериментом. Данные по диэлектрической проницаемости и сравнение с другими формулами смешения в статье не приводятся.

В [521, 707] выполнено сравнение формул смешения с экспериментом для КМ, содержащих порошки феррита. В [707] проведено сравнение на фиксированной частоте, 4 ГГц; получено, что к наилучшему согласию для концентрационной зависимости диэлектрической проницаемости приводит использование ТЭС. Расхождение с теорией МГ приписано высокой собственной диэлектрической проницаемости феррита. В отношении магнитной проницаемости и ТЭС, и МГ дают близкие результаты. В [521] анализ проведен для частоты 10 МГц, где и диэлектрическая, и магнитная проницаемости КМ достигают высоких значений, до 15. Для сравнения с измерениями использована симметризованная теория МГ (теория Мусала−Хана [491]).

В случае, когда собственная магнитная проницаемость включений рассчитана при помощи теории ФМР, обычно не удаётся достичь хорошего согласия с измеренными частотными зависимостями материальных параметров КМ [167, 375, 701]. Это может быть объяснено неоднородностью магнитной структуры реальных включений, что не позволяет точно описывать их свойства при помощи теории, рассматривающей однородно намагниченную частицу. Использование собственной магнитной проницаемости включений в качестве подгоночного параметра даёт возможность получения ценной информации о структуре и свойствах частиц [182, 512, 572]. Однако надежность такой информации проблематична, т.к. она зависит от применимости использованной формулы смешения.

Особенности эффективных свойств в магнитных материалах. Рассмотрение выше было проведено в предположении, что диэлектрическая и магнитная проницаемости КМ управляются одной и той же формулой смешения. Если включения в КМ являются однодоменными, это может быть не так. Прежде всего, собственная магнитная проницаемость однодоменной частицы анизотропна: она близка к единице в направлении минимального форм-фактора, потому что вследствие анизотропии формы этом направлении ориентирован собственный магнитный момент частицы, и при отсутствии магнитных доменов соответствующая компонента

магнитной проницаемости равна единице. Например, в КМ, содержащих проводящие волокна, эффективная диэлектрическая проницаемость максимальна в направлении вдоль длины волокон. Магнитная проницаемость волокон в этом направлении может быть велика только в некоторых частных случаях, например, на низких частотах за счёт движения доменных границ или в волокнах с круговым направлением намагниченности, рассмотренных в подразделе 4.4. В других случаях (например, в КМ с пластинчатыми включениями), при анализе магнитной проницаемости надо учитывать дополнительный ориентационный фактор, как указано выше. Это может являться одним из механизмов зависимости собственной магнитной проницаемости магнитного включения от его формы, хотя экспериментально этот эффект практически не исследован.

Взаимодействие между включениями в КМ с однодоменными магнитными включениями также может иметь свои особенности. Эта проблема теоретически исследована в [x178], где авторы рассматривают вопрос о том, как в КМ, наполненном, например, пластинчатыми частицами, может происходить переход от случая малых концентраций, где выполняется закон Аше, к случаю высоких концентраций, где КМ подчиняется закону Снука. При построении своей теории авторы статьи используют формализм ТЭС. С ростом концентрации магнитных включений в КМ взаимодействие между этими включениями становится существенным, и каждую частицу следует рассматривать как помещённую в некоторую магнитную эффективную среду. Наличие этой среды изменяет размагничивание частицы и, следовательно, условия ФМР. В результате получается, что эффективная магнитная проницаемость КМ является решением системы уравнений, в котором эффективную магнитную проницаемость КМ, $\mu_{эфф}$, находят из уравнения ТЭС (3.4); собственную магнитную проницаемость включения, $\mu_{вкл}$, определяют из решения (2.20) уравнения ЛЛГ; а факторы размагничивания в уравнении ЛЛГ, N^*, преобразуются с учётом эффективной магнитной проницаемости КМ:

$$N^* = \frac{\mu_{вкл} - \mu_{эфф}}{\mu_{эфф}\left(\mu_{вкл} - 1\right)} N \qquad (3.22)$$

где N – истинный форм-фактор магнитной частицы.

Физический смысл этой теории состоит в том, что в однодоменных частицах присутствуют значительные размагничивающие поля, взаимодействие которых с окружающими частицами не описывается формулами смешения. Отметим, что на поверхности многодоменных частиц также могут наблюдаться размагничивающие поля, которые могут вызывать отличия эффективных магнитных свойств КМ от результатов формул смешения. С другой стороны, однодоменные частицы могут проявлять магнитную агломерацию при изготовлении композитных образцов, образуя многодоменные кластеры. В любом случае, экспериментального подтверждения различия свойств магнитных КМ, содержащих однодоменные и многодоменные включения, в литературе не найдено. Известный результат [167], экспериментально иллюстрирующий различия СВЧ магнитных свойств КМ, содержащих микронные и наноразмерные порошки Fe_2O_3, может быть объяснен просто тем, что эти два типа порошков содержали различные фазы Fe_2O_3, как это можно заключить на основании различия в цвете порошков, описанного в статье.

Таким образом, основное предположение, на котором построены все формулы смешения, т.е., что материал включения можно описать собственным значением материального параметра, может не выполняться для магнитной проницаемости.

Композитные материалы на основе тонких ФМ плёнок являются перспективным типом КМ, позволяющим получать высокие значения динамической магнитной проницаемости. Как показано в разделе 2, тонкие ФМ плёнки могут проявлять наиболее высокие значения СВЧ магнитной проницаемости. Для многих применений требуются материалы толщиной в несколько миллиметров и выше. Между тем, толщина большинства плёнок не превышает долей микрометра, так как их ВЧ свойства резко ухудшаются при больших толщинах вследствие либо скин-эффекта [658], либо выхода вектора намагниченности из плоскости [730]. Толщина подложек, на которые наносят плёнки, как минимум, на порядок выше. В результате, несмотря на то, что собственная ВЧ магнитная проницаемость плёнки может быть высока, эффективная проницаемость всего КМ будет низка из-за малой доли ФМ материала в общем объёме. Для того чтобы избежать этого, могут быть использованы многослойные плёнки, в которых несколько тонких ФМ слоёв нанесены на одну и ту же подложку через тонкие диэлектрические прослойки.

КМ на основе тонких ФМ плёнок запатентованы в ряде стран. Первым в этом направлении являлся патент [678]. Описанный там материал представляет собой «упорядоченное множество тонкоплёночных магнитных элементов, расположенных в определённом порядке и погруженных в изолирующую среду». Фактически, это стопка многослойных ФМ плёнок на тонких подложках, сложенных вместе и разрезанных в плоскости, перпендикулярной волновому вектору. Показаны возможности оптимизации динамических магнитных свойств материала подбором магнитных характеристик и геометрии плёнок, а также упорядочения ОЛН плёнок для создания магнитной анизотропии в КМ. Учтено влияние диэлектрической проницаемости на СВЧ отклик. Предложена технология, в которой нанесение ФМ металла и изолятора идет одновременно в одном технологическом процессе. Позднее эти идеи были развиты в [248, 477].

Разработаны также КМ, в которых наполнителем служит неупорядоченное множество тонкоплёночных ФМ элементов, погруженных в изолирующую матрицу. Например, в [387] предложен способ получения таких элементов, предполагающий отделение нанесённой многослойной плёнки от подложки и разбиение её на микроскопические частицы-осколки путем размола. Указаны способ создания на основе осколков плёнки градиентной среды путем последовательного напыления слоев с уменьшающимся поперечным размером частиц и способ расширения частотного диапазона, в котором наблюдаются магнитные потери, путем смешивания микрочастиц с разными характеристиками поглощения (разного размера, из разных ферромагнетиков, и т.д.). Разработка таких материалов также была продолжена позднее, см., напр., [311].

В настоящее время неупорядоченные КМ с пластинчатыми частицами получают, как правило, из ФМ порошком путем их механического размола. Ряд таких материалов доступен коммерчески. Недостатком таких КМ является их высокая диэлектрическая проницаемость, которая может составлять несколько сотен при p~0.5 [358, 725]. Такие высокие значения неприем-

лемы для многих применений. В КМ, в которых создаётся регулярная структура из тонких ФМ плёнок [319], диэлектрическая проницаемость может быть существенно снижена, при этом магнитная проницаемость по-прежнему остается высокой.

Постановка задачи. В этом разделе рассмотрен комплекс вопросов, относящихся к проблеме получения КМ с требуемыми значениями СВЧ магнитной проницаемости, например, с высокой проницаемостью или сильной частотной дисперсией магнитных свойств. Экспериментально продемонстрированы широкие пределы, в которых можно изменять свойства КМ, используя для приготовления наполнителя технологию высокоэнергетического размола.

Также важной проблемой является описание эффективных свойств КМ, что необходимо для численной оптимизации их свойств для нужд технических применений. Обзор известных теорий КМ и сравнения их с экспериментом показывает, что, в основном, работы в этой области посвящены описанию концентрационных зависимостей диэлектрической проницаемости смеси металл-диэлектрик и используют формулы смешения, простая математическая форма которых облегчает их сравнение с экспериментом. Задача построения теории, описывающей частотную дисперсию магнитной проницаемости, до сих пор не имеет удовлетворительного решения.

Ниже проведен анализ, в каких случаях эффективные магнитные свойства КМ описываются формулой Винера, а в каких необходимо использовать более сложные формулы смешения. Экспериментально исследованы КМ с наполнением гексагональными ферритами, для которых удовлетворительное согласие с экспериментом получено при применении формулы МГ, и КМ с частицами Fe, имеющими камневидную форму, для которых потребовалась разработка оригинальной формулы смешения. Проанализирована проблема возможности использования измеренных частотных зависимостей эффективной проницаемости КМ для нахождения собственной магнитной проницаемости включений. Решение этой задачи позволило бы использовать найденные таким образом СВЧ значения собственной магнитной проницаемости для оптимизации свойств КМ, включая оптимизацию формы магнитных частиц.

Особое внимание уделено разработке и исследованию КМ на основе тонких ФМ плёнок. Несмотря на то, что такие материалы предложены достаточно давно, экспериментальных исследований их СВЧ свойств почти нет. Эти материалы могут обладать важными преимуществами перед КМ с нерегулярно расположенными пластинчатыми включениями, получаемыми при помощи высокоэнергетического размола. Отношение толщины пластинчатой частицы к её линейному размеру при регулярном расположении может быть значительно ниже, что улучшает соотношение между эффективностью и весом материала. Регулярное расположение включений в КМ увеличивает добротность пика магнитных потерь, давая больше возможностей для подстройки свойств материала к требованиям конкретных технических приложений.

3.2 Свойства композитных материалов с включениями, полученными методом высокоэнергетического размола[#]

В данном подразделе исследованы частотные зависимости эффективных материальных параметров КМ с ФМ включениями, изготовленными методом высокоэнергетического размола. Все исследования проведены при фиксированной концентрации включений в КМ, порядка 20% об. Эта концентрация мала по сравнению с порогом протекания для всех рассматриваемых здесь КМ. Это позволяет пренебречь взаимодействием между включениями, фактически используя приближение малых возмущений. Учёт влияния взаимодействия, опирающийся на анализ концентрационных зависимостей, проведен в следующих подразделах раздела.

Постановка эксперимента. Исследуемые порошки получены механическим размолом порошка α-Fe марки *ОСЧ 13-2* (99,9 вес. % Fe) со средним размером частиц порядка 300 мкм и формой, близкой к сферической. Для проведения механического сплавления порошков к порошку Fe добавляли порошки Co, Si или C (графит), также с размерами частиц около 300 мкм. Размол проводили в шаровой планетарной мельнице *Fritsch P7*, загружая туда исходный порошок в количестве 10 г вместе с измельчающими шарами, в различных размольных средах (газообразной – аргон, или жидких – изопропиловом спирте, ацетоне, 3 % растворе олеиновой кислоты в гептане и др.). При использовании жидкой размольной среды сосуд полностью был заполнен жидкостью. Сосуды мельницы объёмом 45 см^3 и измельчающие шары (16 шт., диаметр 12 мм) были изготовлены из упрочненной шарикоподшипниковой стали *ШХ15* (1.0% C, 1.5% Cr). Время измельчения составляло 24 ч.

Были проведены исследования структуры и физико-химических свойств полученных порошков. Для анализа формы и размеров частиц измельчённого порошка были применены Оже-спектрометр *JAMP-10S* и лазерный интерферометр *Analizette-22*. Рентгеноструктурный анализ был проведён на дифрактометре *ДРОН-3* в CuK_α монохроматизированном излучении. Мёссбауэровские спектры измерены на спектрометре *ЯГРС-4М* в режиме постоянных ускорений с источником γ-излучения ^{57}Co в матрице Cr. Измерения кривых намагничивания выполнены на вибрационном магнитометре; при этом порошок помещали в медную капсулу диаметром 6 мм и высотой 2 мм. Данные этих исследований приведены ниже только в случаях, когда они необходимы для анализа СВЧ свойств КМ, содержащих исследуемые порошки.

Коаксиальные образцы КМ для СВЧ измерений были приготовлены из исследуемых порошков перемешиванием их с размягчённым парафином, так чтобы добиться равномерного распределения порошка в парафине. Диэлектрическая проницаемость парафина равна 2,25, СВЧ диэлектрические потери пренебрежимо малы. Объёмная концентрация порошка вычислялась на основе измеренной плотности образцов для того, чтобы учесть возможное

[#] Исследование проведено в сотрудничестве с ФТИ УрО РАН (лаб. под рук. д.ф.-м.н. Е.П. Елсукова), где были изготовлены порошки и проведены их физико-химические и структурные исследования. Материал подраздела опубликован в [25, 26, 27, 444]

наличие в них воздушных пор. СВЧ исследования проводились с образцами с концентрацией 20% об., что ниже порога протекания.

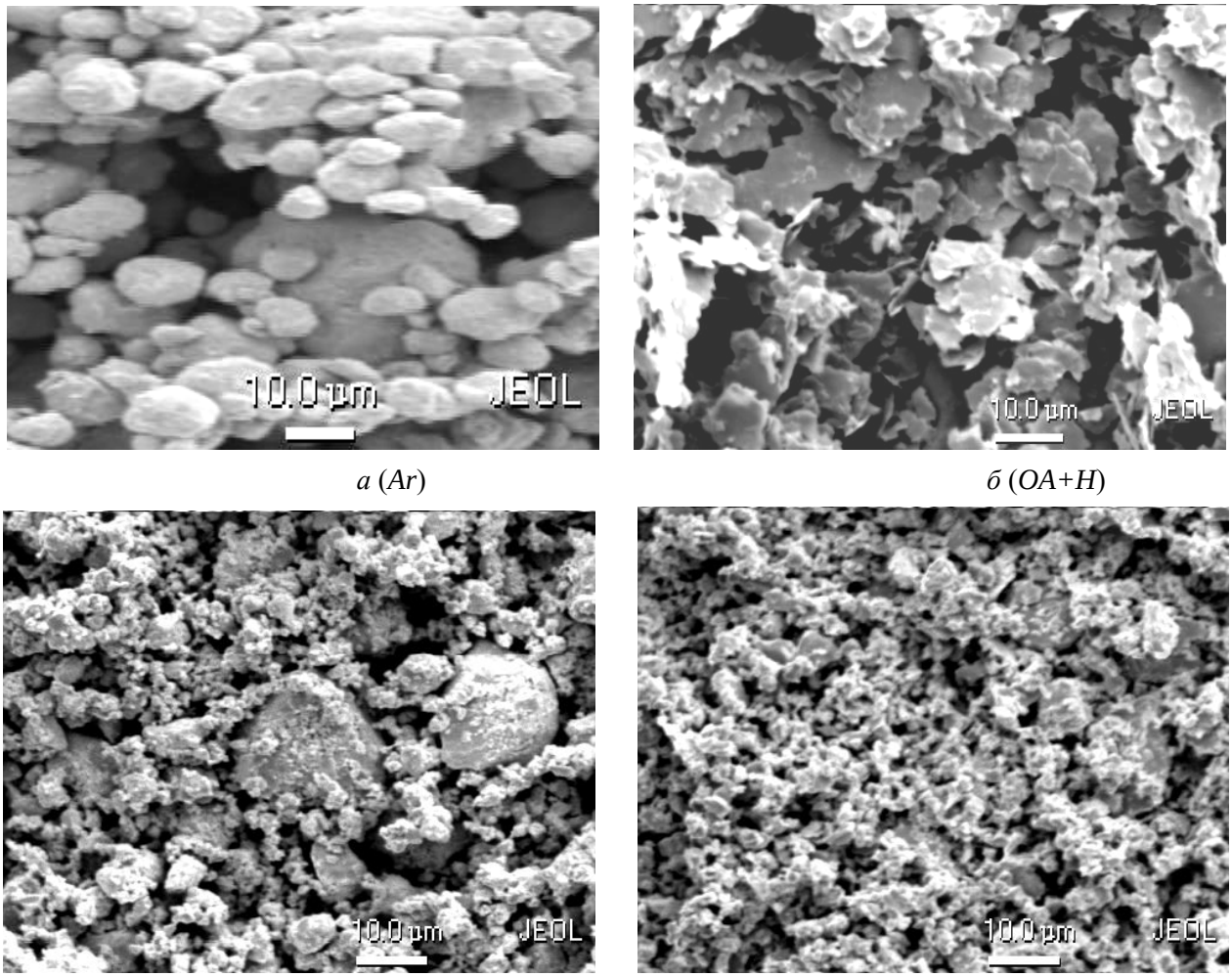
Часть исследованных порошков представляли собой пластинчатые частицы. При ручном перемешивании таких порошков с парафином ориентация пластинчатых частиц в получаемом КМ была изотропной в трёх измерениях. Это было проверено сравнением СВЧ магнитных свойств коаксиальных образцов, вырезанных из одного массивного куска КМ во взаимно перпендикулярных направлениях, а также сравнением константы Аше КМ с теоретическим значением. Как показано ниже, магнитный момент лежит в плоскости пластинчатой частицы, поэтому СВЧ магнитные свойства пластинчатых частиц аналогичны свойствам тонких ФМ плёнок и для каждой пластинки выполнен закон Аше. При других методах изготовления образцов, например, при лакокрасочном распылении смеси порошка с полимером или в насыпных образцах, применяемых для мёссбауэровских и магнитостатических исследований, практически все пластинки ложатся параллельно плоскости образца. Это является проявлением «текстуры укладки» [27].

Материальные параметры изготовленных образцов КМ были измерены в частотном диапазоне 0,1–3 ГГц, как описано в подразделе 1.2. Действительная часть диэлектрической проницаемости таких КМ может зависеть от частоты, только если концентрация проводящих включений близка к порогу протекания, что приводит к медленному снижению ε' с частотой, см. подраздел 4.3. В остальных случаях величина ε' частотно-независима и диэлектрическая проницаемость КМ в СВЧ диапазоне может быть охарактеризована одним числом. Мнимая часть диэлектрической проницаемости существенно зависит от состояния поверхности частиц порошка, от контактов между этими частицами и пр.; кроме того, эта величина характеризуется большой погрешностью измерения, поэтому данные о мнимой части диэлектрической проницаемости не будут использованы в дальнейшем рассмотрении. Основное внимание при анализе экспериментальных данных будет уделено частотной зависимости СВЧ магнитной проницаемости.

Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

Свойства порошков, измельчённых в различных средах. Рассмотрим сначала влияние среды размола на свойства получаемых порошков. Размол проводили в атмосфере аргона (ниже размолотые в этой среде порошки обозначены символом *Ar*), 3 % растворе поверхностно-активного вещества – олеиновой кислоты – в гептане (порошки обозначены как *OA+H*), изопропиловом спирте (*IA*) и ацетоне (*A*).

На рис. 3.3 показаны изображения частиц порошка Fe, полученные при помощи Оже-спектрометра, после сухого размола в инертной среде (*Ar*) – *а* и в жидких органических средах (*OA+H*) – *б*, (*IA*) – *в*, и (*A*) – *г*,. Измельчение в *Ar* приводит к формированию частиц камневидной формы с резко неоднородным распределением частиц по размерам. При измельчении в среде (*OA+H*) получаются частицы пластинчатой формы (рис. 3.3*б*), толщина которых не превышает 1 мкм. Использование в качестве среды измельчения изопропилового спирта (рис. 3.10*в*) и ацетона (рис. 3.10*г*) привело к резкому уменьшению размера частиц, причём наиболее однородное рас-



а (*Ar*) *б* (*OA+H*)

в (*IA*) *г* (*A*)

Рисунок 3.3 – Изображения частиц Fe, измельчённых в различных средах: *а* – Ar, *б* – 3 % раствор олеиновой кислоты в гептане, *в* – изопропиловый спирт, *г* – ацетон

пределение частиц по размерам обнаруживается при измельчении в ацетоне. Средние размеры частиц, определенные при помощи лазерного интерферометра, указаны в табл. 3.1.

В таблице 3.1 также приведены данные мёссбауэровской спектроскопии по фазовому составу порошков. В мёссбауэровских спектрах образцов, измельчённых в (*Ar*) и (*OA+H*) обнаружена только линия, соответствующая α-Fe, $H_{эфф}$=330 кЭ. В спектрах порошков *IA* и *A* имеются ещё две линии. Одна из них – это компонента с полем $H_{эфф}$=190 кЭ; её можно приписать цементиту $Fe_3C(O)$, в котором часть атомов С замещена атомами О. Вторая линия характеризуется широким распределением сверхтонких магнитных полей в интервале 0–300 кЭ со средним значением $\langle H_{эфф} \rangle \approx 195$ кЭ. Широкое распределение полей свидетельствует о наличии большого количества неэквивалентных локальных конфигураций атомов Fe в этой фазе и обычно является характерным для аморфных или разупорядоченных структур.

Результаты мёссбауэровской спектроскопии свидетельствуют о хаотической ориентации направлений сверхтонкого магнитного поля (СТМП) и, соответственно, магнитных моментов в порошках (*Ar*), (*IA*) и (*A*) и перпендикулярной ориентации СТМП к направлению распространения γ-излучения в порошке (*OA+H*). Последнее означает, что магнитные моменты ориен-

Таблица 3.1 – Характеристики измельчённых порошков Fe

	Среда измельчения			
	Ar	*OA+H*	*IA*	*A*
Форма частиц	камневидная	пластинчатая	камневидная	камневидная
Средний размер, мкм	70	15	7	3
Удельная намагниченность насыщения, А×м^2/кг	210	188	173	165
Содержание цементита Fe_3C(O), %	–	–	16	9
Содержание разупорядоченной фазы, %	–	–	33	40

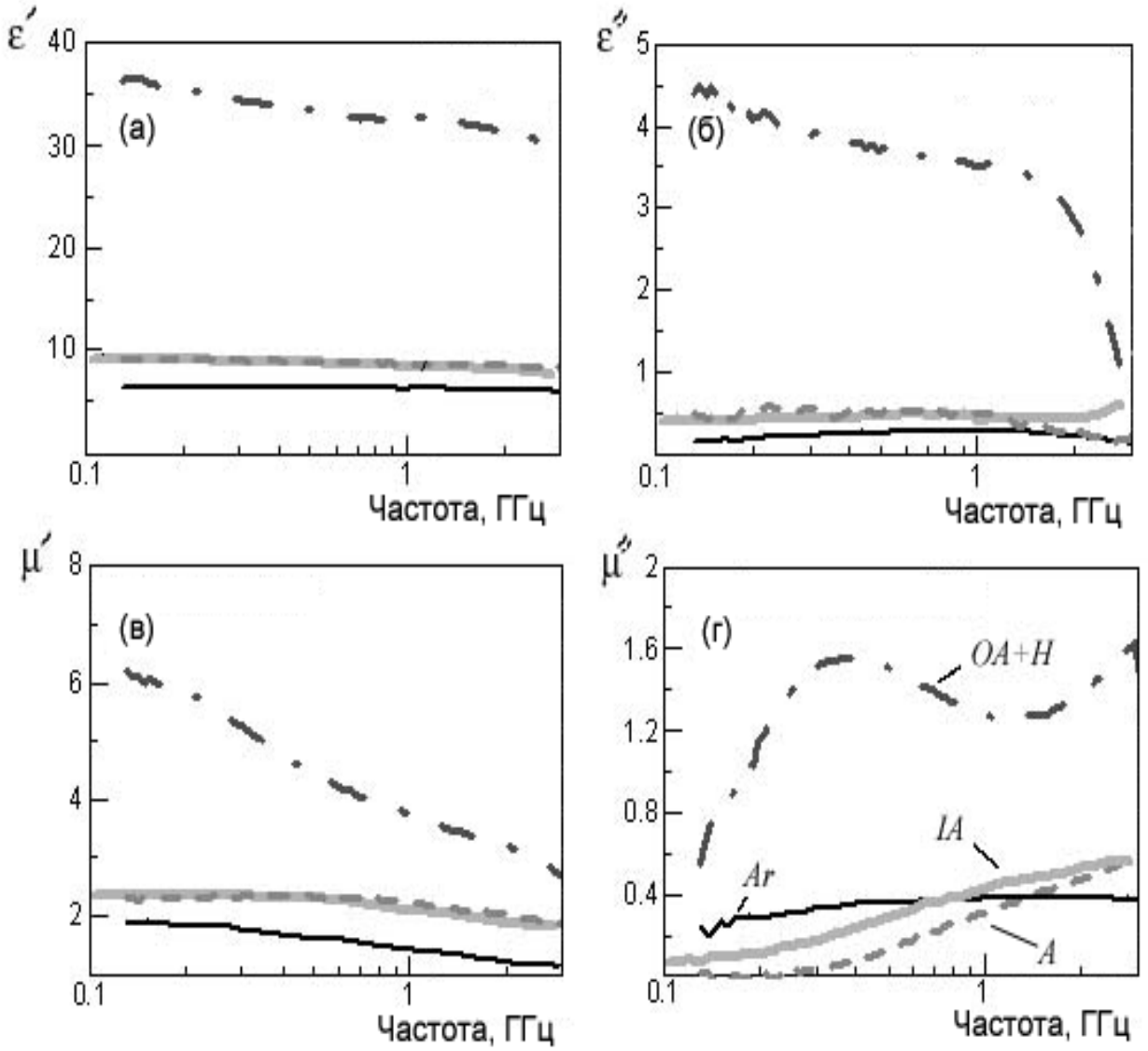
тированы в плоскости приготовленного дискообразного образца. Принимая во внимание «текстуру укладки», получим, что магнитные моменты во всех частицах лежат в плоскости пластин.

На рис. 3.4 приведены измеренные частотные зависимости материальных параметров КМ. В рассматриваемом диапазоне частот диэлектрические и магнитные проницаемости КМ с пластинчатыми частицами Fe (*OA+H*) имеют существенно более высокие значения по сравнению с остальными образцами. Это различие объясняется тем, что пластинчатые частицы характеризуются малыми значениями форм-фактора в плоскости пластины. Соответственно, их усреднённая поляризуемость значительно выше, чем у частиц, форма которых близка к сферической. Отсюда можно заключить, что СВЧ свойства исследованных КМ в первую очередь определяются формой частиц включений.

Значения константы Аше, полученные лоренцевой аппроксимацией измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости для КМ с порошком (*OA+H*) близки к пределу, определяемому законом Аше для КМ. При этом толщина пластинчатых частиц достаточно высока, около 1 мкм. Для тонких плёнок железа, свойства которых описаны в разделе 2, при таких толщинах уже происходит заметное ухудшение СВЧ магнитных свойств. Это доказывает, что это ухудшение действительно связано с магнитоупругими эффектами, вызванными механическими напряжениями между плёнкой и подложкой, в соответствии с результатами раздела 2.

Вид частотной зависимости мнимой части магнитной проницаемости μ'', определяющей возможные практические применения КМ, также различается для различных сред размола: при измельчении в среде (*OA+H*) появляется максимум магнитных потерь на частотах ниже 1 ГГц; для Fe, измельчённого в Ar, μ'' слабо зависит от частоты и находится в пределах 0,3–0,4; среды (*IA*) и (*A*) приводят к зависимости, монотонно возрастающей с частотой (рис. 3.4*г*).

Очевидно, что кроме формы частиц существует ещё ряд факторов, определяющих вид дисперсионной зависимости мнимой части магнитной проницаемости. Рассмотрим сначала порошки Fe, измельчённые в условиях (*IA*) и (*A*), для которых наиболее существенное различие обнаруживается только для размеров частиц: 7 и 3 мкм, соответственно. Кроме того, сравнивая изображения частиц на рис. 3.3, можно увидеть, что в порошке Fe, измельчённом в изо-



,

Рисунок 3.4 – Измеренные частотные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей КМ с наполнением 20 об. % порошка Fe, измельчённого в различных средах

пропиловом спирте (*IA*), присутствуют достаточно крупные частицы с размерами 15–20 мкм. Можно предположить, что именно размерами частиц определяется различие в зависимостях μ'' на частотах ниже 1 ГГц для КМ с наполнителями из Fe (*IA*) и Fe (*A*). С этих позиций, более высокие значения μ'' для Fe (*Ar*) при $f < 0{,}6$ ГГц также определяются большим размером частиц.

Известно, что магнитные потери в СВЧ диапазоне могут определяться следующими физическими механизмами: ФМР, наличием доменной структуры (как через движение доменных границ, так и из-за возникновения доменных мод) и скин-эффектом на проводящих включениях. Соотношение между вкладами от этих механизмов зависит от формы, проводимости и концентрации включений, частоты и многих других факторов. В данном случае определить причину возникновения более высоких НЧ потерь в образце (*IA*) не представляется возможным: и доменная структура, и скин-эффект более сильно проявляются в частицах большего размера.

При частотах f =1–3 ГГц магнитная проницаемость μ'' КМ, содержащих порошки Fe (*IA*) и Fe (*A*), превышает μ'' КМ с Fe (*Ar*) – рис. 3.4*г*, несмотря на то, что удельная намагни-

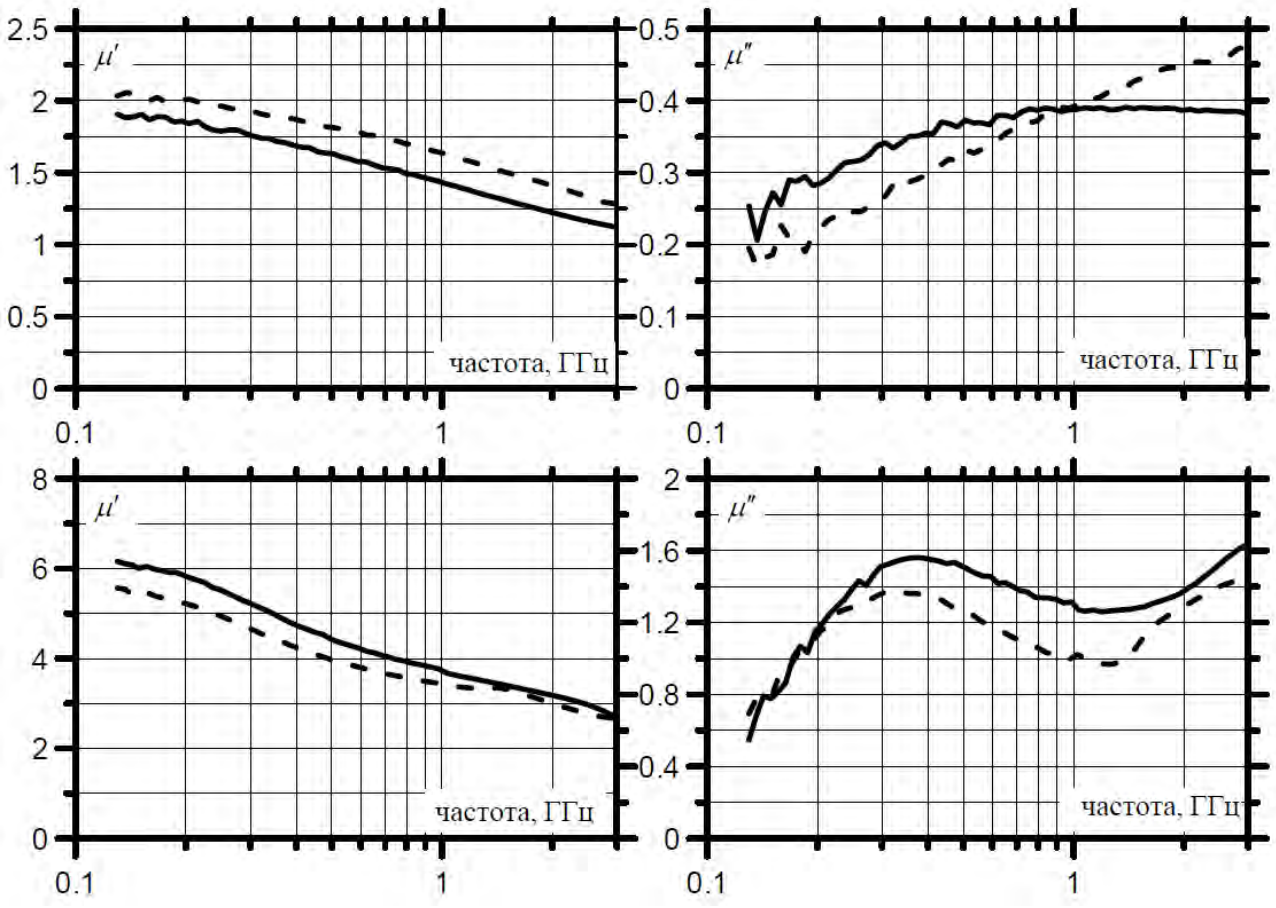


Рисунок 3.5 – Измеренная частотная зависимость магнитной проницаемости для КМ, которые содержали 20% объёма порошков Fe (сплошные линии) и $Fe_{87}Si_{13}$ (штриховые линии), изготовленных размолом в аргоне (вверху) и в гептане (внизу)

ченность насыщения порошков M_0 (*IA*, *A*) < M_0 (*Ar*), как показано в табл. 3.1. Учитывая значительно больший размер частиц порошка (*Ar*), можно предположить, что НЧ потери в этом порошке, в основном, обусловлены скинированием. Отметим также, что для частиц железа, измельчённого в изопропиловом спирте (*IA*) и ацетоне (*A*), зафиксировано присутствие *sp*-элементов C и O в виде многофазного нанокомпозита α-Fe + $Fe_3C(O)$ + аморфная фаза Fe-C(O). Добавление к Fe *sp*-элементов всегда при прочих равных условиях приводит к увеличению электросопротивления и, следовательно, к ослаблению влияния скин-эффекта на частотную зависимость магнитной проницаемости.

Различия в уровне НЧ магнитных потерь КМ, содержащих пластинчатые и камневидные частицы, также может быть объяснено просто различием поляризуемости этих двух типов частиц. Когда КМ наполнен камневидными частицами, размагничивание включений велико и эффективная магнитная проницаемость КМ не зависит от собственной проницаемости включений. Это снижает амплитуду НЧ потерь. В КМ с пластинчатыми включениями размагничивание включений намного слабее, частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости имеет ту же форму, что и частотная зависимость собственной проницаемости, и НЧ пик потерь ярко выражен. Таким образом, данные, полученные для КМ с одной концентрацией камневидных частиц, не могут быть использованы для нахождения собственной магнитной проницаемо-

сти включений. Для включений пластинчатой формы собственная проницаемость может быть найдена, но её не с чем сравнить, для того, чтобы определить, действительно ли это величина, не зависящая от формы частиц, а определяющаяся только свойствами материала. Таким образом, без данных о концентрационной зависимости магнитной проницаемости определить физические механизмы, отвечающие за НЧ магнитные потери в КМ, не удаётся.

Было также проведено сравнение порошков, полученных размолом Fe и сплава $Fe_{87}Si_{13}$. Для обоих составов был проведен размол в инертном газе и в растворе олеиновой кислоты в гептане. Показано, что размол как железа, так и сплава $Fe_{87}Si_{13}$, даёт частицы с нанокристаллической структурой. Размол в инертной среде приводит к камневидной форме частиц, а при размоле в гептане для обоих исследованных составов получаются частицы пластинчатой формы с достаточно однородным размером в плоскости пластины, 5–15 мкм. По данным магнитостатических измерений, в пластинчатых частицах намагниченность насыщения ниже на 5–10% по сравнению с камневидными частицами, а коэрцитивная сила выше в 1,5–2 раза.

Результат измерения СВЧ магнитной проницаемости КМ с размолотыми порошками Fe и $Fe_{87}Si_{13}$ показан на рис. 3.5. Эти результаты согласуются с данными, представленными на рис. 3.4: меньшие значения материальных параметров характерны для КМ с камневидными включениями; при измельчении в гептане появляется максимум магнитных потерь на частотах ниже 1 ГГц, а для (*Ar*) мнимая часть магнитной проницаемости монотонно растет с частотой. Это наблюдается как для случая размола Fe, так и для сплава $Fe_{87}Si_{13}$. Таким образом, химический состав порошков оказывает заметно меньшее влияние на проницаемость КМ, чем форма частиц включений, но это влияние также видно из полученных данных. Для приближенной количественной оценки степени влияния формы частиц и состава порошков на материальные параметры КМ можно использовать приближение невзаимодействующих включений (3.9).

Диэлектрическую проницаемость проводящих включений в СВЧ диапазоне можно считать бесконечно большой, откуда форм-фактор исследованных включений получается равным N=0,11 для порошка Fe, измельчённого в среде (*Ar*), N=0,014 для Fe, измельчённого в (*OA*+*H*), N=0,14 для $Fe_{87}Si_{13}$, измельчённого в (*Ar*) и N=0,012 для $Fe_{87}Si_{13}$, измельчённого в (*OA*+*H*). Величины форм-фактора для случая размола в Ar значительно ближе к значению N=1/3, характерному для сферических частиц. Снижение в камневидных частицах эффективного форм-фактора по сравнению с 1/3 можно приписать как разбросу частиц по форме (см. рис. 3.3*a*), так как частицы с меньшим форм-фактором вносят больший вклад в эффективную проницаемость КМ, так и влиянию взаимодействия между частицами, которое не учтено в приведённом расчёте и также приводит к понижению эффективного форм-фактора, см. более подробный анализ в подразделе 3.5. Из полученных значений N можно оценить среднюю форму пластинчатой частицы: для частиц Fe это даёт отношение размера пластины к её толщине, близкое к 70, для $Fe_{87}Si_{13}$ – к 60.

Подставляя значения форм-фактора в уравнение (3.9), можно в пренебрежении взаимодействием между включениями оценить значение действительной части собственной магнитной проницаемости включений на нижней частоте измерений, 130 МГц. Такая оценка даёт

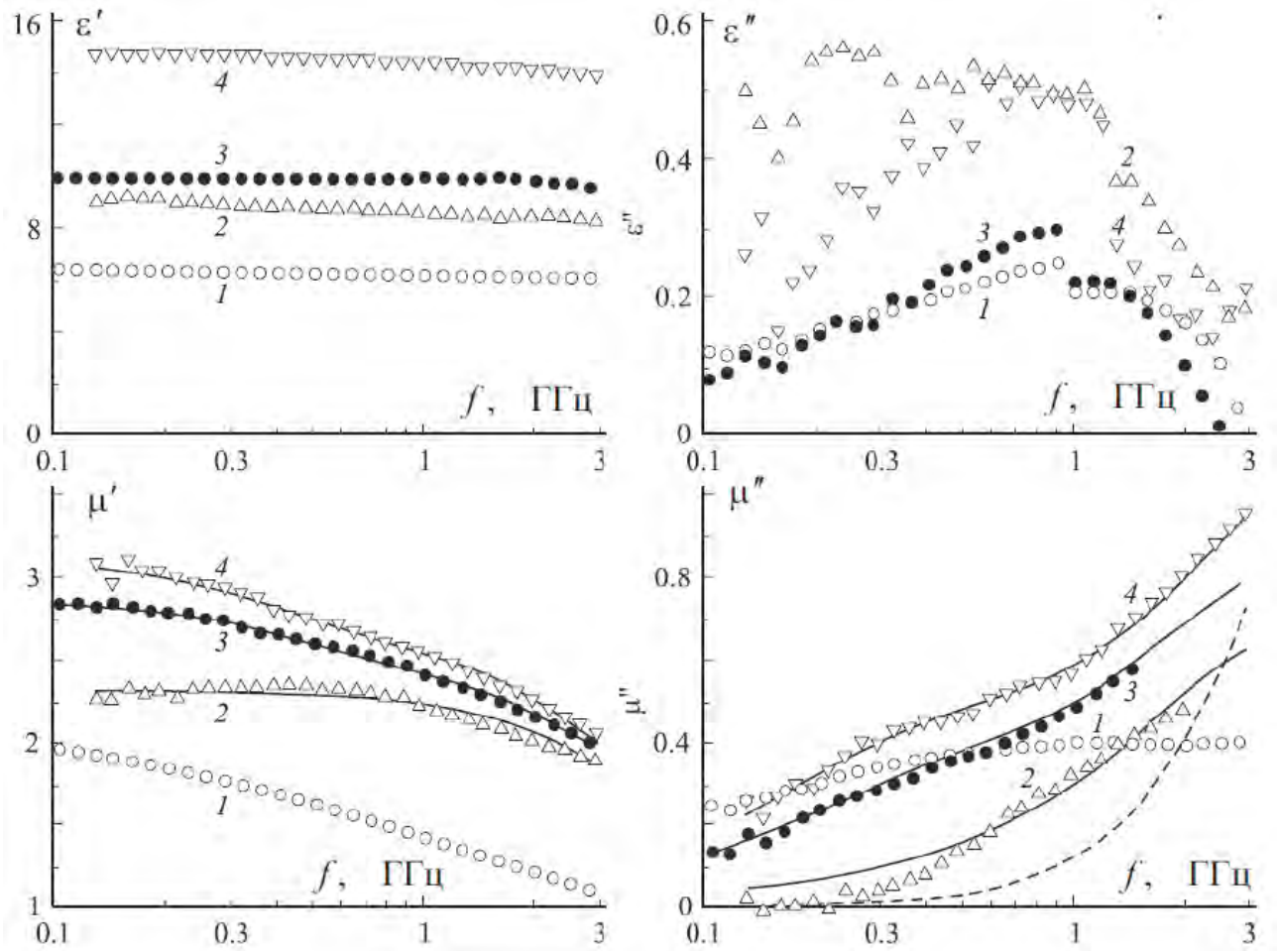


Рисунок 3.6 – Частотные зависимости действительных и мнимых частей диэлектрической и магнитной проницаемости для КМ, содержащих 20% об. исследованных порошков. Номера порошков приведены на рисунке, измеренные значения показаны символами. Сплошные линии – лоренцевы аппроксимации измеренных частотных зависимостей, пунктир – оценка СВЧ потерь из распределения полей анизотропии, полученного из магнитостатических данных

$\mu_{вкл}$=10 для Fe, измельчённого в (*Ar*), $\mu_{вкл}$=40 для Fe, измельчённого в (*OA*+*H*), $\mu_{вкл}$=23 для $Fe_{87}Si_{13}$, измельчённого в (*Ar*) и $\mu_{вкл}$=31 для $Fe_{87}Si_{13}$, измельчённого в (*OA*+*H*). Обращает на себя внимание большое различие между значениями, полученными для двух случаев измельчения Fe; это свидетельствует о том, что собственная магнитная проницаемость частиц магнитных порошков зависит от их формы. Такое различие может свидетельствовать о некорректности введения понятия собственной магнитной проницаемости для исследованных частиц порошка, несмотря на их микронные размеры. Возможные причины для такой некорректности обсуждаются в подразделе 3.4. С другой стороны, различие в собственной магнитной проницаемости для двух случаев измельчения $Fe_{87}Si_{13}$ невелико, поэтому различие может быть обусловлено неточностью применённого здесь метода восстановления собственной магнитной проницаемости. Более точный подход описан в подразделе 3.5.

Были также проведено сравнение СВЧ магнитных свойств порошков Fe после измельчения в Ar (ниже обозначен как образец *1*) и в ацетоне (образец *2*), а также порошков, полученных механическим сплавлением в Ar смесей Fe-Si-C и Fe-Co-Si-C (образцы *3* и *4*, соответствен-

но). Измеренные частотные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемости КМ, содержащих 20 % об. исследуемых порошков, показаны на рис. 3.6.

Влияние скин-эффекта на вид частотной зависимости магнитной проницаемости растет с увеличением размера и проводимости частиц включений и частоты и приводит к тому, что частотный пик магнитных потерь сильно размывается, так что мнимая часть магнитной проницаемости слабо зависит от частоты. Именно такой вид магнитной дисперсионной кривой наблюдается для образца *1*. Действительно, из всех исследованных образцов образец *1* характеризуется самым большим размером частиц (а также самым широким распределением частиц по размеру, что также может способствовать размыванию пика магнитных потерь) и самым низким содержанием немагнитных элементов, т.е., наибольшей проводимостью. Особенности частотной зависимости, связанные с ФМР и движением доменных границ, неразличимы на фоне значительного скин-эффекта.

Для остальных образцов мнимая часть магнитной проницаемости монотонно растет с частотой в пределах исследованного частотного диапазона, что свидетельствует о слабом скин-эффекте. В этом случае частотная зависимость магнитной проницаемости часто описывается суммой двух лоренцевых кривых, см. раздел 2, более низкочастотная из которых отвечает за движение доменных границ, а более высокочастотная – за ФМР. Соответствующие аппроксимации для образцов *2–4* показаны на рис. 3.6 сплошными линиями; видно, что аппроксимации хорошо совпадают с измеренными значениями. Для образца *2* вклад доменных границ отсутствует, что связано с тем, что размер частиц этого порошка близок к пределу однодоменности, 1 мкм. Параметры лоренцева пика, связанные с ФМР, близки для всех трёх образцов, незначительно различаясь лишь по амплитуде. Частота, на которой расположен пик магнитных потерь, может быть оценена из аппроксимаций как 4 ГГц.

Рассмотрим действительные части диэлектрической и магнитной проницаемости. Известно, что проницаемость композита тем выше, чем больше доля частиц несферической формы. Из рассматриваемых материалов максимальное значение обеих проницаемостей имеет образец *4*, в котором все частицы пластинчатые. Для образца *3* значения обеих проницаемостей ниже. При этом различие в диэлектрической проницаемости между образцами *3* и *4* значительно, в магнитной − меньше, что связано с высокой электрической поляризуемостью проводящих включений и конечностью их магнитной проницаемости. Проницаемость образца *2* выше, чем у образца *1*, несмотря на то, что форма частиц обоих этих порошков близка к сферической. Причиной этого может являться образование кластеров, имеющих несферическую форму, в композите с наполнением порошком *2*, из-за магнитной агломерации однодоменных частиц.

Таким образом, анализ данных о частотной зависимости СВЧ магнитной проницаемости КМ для одной концентрации позволяет получить сделать только качественные выводы о механизмах, управляющих магнитной дисперсией. Для получения количественных характеристик необходимо использовать одновременно частотные и концентрационные зависимости магнитной проницаемости. Такой подход реализован в следующих подразделах работы.

3.3 Закономерности частотной дисперсии материальных параметров в композитных материалах[#]

Данный подраздел посвящен анализу изменений частотной зависимости эффективных материальных параметров КМ при изменении концентрации включений. Рассмотрим КМ матричного типа, т.е., где одна из фаз представляет собой непрерывную матрицу, а другая − дискретные включения. В таких КМ объёмная концентрация включений p обычно ограничена значениями порядка 0,4–0,5. Будем считать, что матрица не имеет потерь и, следовательно, частотной дисперсии материальных параметров в рассматриваемом диапазоне частот.

Как и раньше, будем описывать включения в КМ их приведённой восприимчивостью $\chi_{вкл}$, а эффективные свойства КМ – эффективной восприимчивостью КМ $\chi_{эфф}$. Ниже при помощи формул смешения численно проанализирована связь между частотными зависимостями этих величин. Частотная зависимость $\chi_{вкл}$ предполагается подчиняющейся лоренцеву закону частотной дисперсии (2.21).

Большинство формул смешения выводят эффективные свойства КМ из поляризуемости включений (3.1), имеющих форм-фактор N. Рассмотрим сначала свойства КМ на фиксированной частоте. Из (3.1) легко выделить два предельных случая, $|N\chi_{вкл}|<<1$ и $|N\chi_{вкл}|>>1$. Будем называть величину $|N\chi_{вкл}|$ контрастом КМ и обозначать её через ζ. При $\zeta<<1$ форма включений не влияет на эффективные свойства КМ и эффективная восприимчивость равна просто восприимчивости включений, умноженной на их концентрацию. Если взаимодействие между включениями и присутствует, то оно не влияет на эффективные свойства КМ из-за малого различия между их восприимчивостью и восприимчивостью матрицы. Случай $\zeta<<1$ характерен для СВЧ магнитной проницаемости КМ, содержащих сильно вытянутые включения, например, волокна или пластины, а также для всех проницаемостей на очень высоких частотах. В литературе часто можно встретить утверждение о справедливости формул смешения МГ или ТЭС для этих случаев [521, 572, 707]; чаще всего, это является следствием их совпадения с формулой смешения ЛЛЛ, которая является строгим результатом для случая малого контраста.

В другом предельном случае, $\zeta>>1$, эффективная проницаемость определяется форм-фактором включений и не зависит от их собственной проницаемости, которую можно рассматривать как бесконечную. Тогда, согласно спектральной теории, наличие взаимодействия между включениями может быть учтено как изменение форм-фактора включений. Легко видеть, что здесь эффективная проницаемость растет нелинейно с концентрацией. Именно для такого случая разработано большинство формул смешения. Например, это справедливо для эффективной статической диэлектрической проницаемости смесей металл-диэлектрик из-за высокой мнимой части диэлектрической проницаемости металлических включений. Для магнитной проницаемости этот случай реализуется на низких частотах, где проницаемость может быть достаточно высока; в СВЧ диапазоне его иногда можно наблюдать в КМ со сферическими включениями.

[#] Материал, включённый в данный подраздел, опубликован в [569]

Из (3.1) видно, что поляризуемость является монотонной функцией собственной проницаемости. Поэтому в КМ с проводящими ФМ включениями значение СВЧ диэлектрической проницаемости всегда превышает СВЧ магнитную проницаемость. Для проводящих частиц в СВЧ диапазоне $\zeta >> 1$; если $\zeta >> 1$ и для магнитной проницаемости, то приведённые диэлектрическая и магнитная восприимчивости действительны и равны. Отметим, что для этого требуется, чтобы значения N не были малы и, следовательно, значения эффективной проницаемости будут невелики. Однако даже при этом, т.к. диэлектрическая проницаемость матрицы всегда выше единицы, а магнитная, как правило, равна единице, абсолютные значения диэлектрической проницаемости выше, чем магнитной.

Сравнение теории с экспериментом на фиксированной частоте подвержено влиянию многих погрешностей, и вследствие этого результаты такого сравнения имеют низкую надежность. Поэтому рассмотрим эффективные свойства КМ с учётом взаимодействия между включениями, задаваемого выбором формулы смешения, в некотором интервале частот. Совпадение теории с экспериментом будем характеризовать положением, амплитудой и шириной пика потерь. Более детальные характеристики пика потерь, такие как асимметрия, часто камуфлируются погрешностью измерений. Действительная часть восприимчивости может быть найдена по известной частотной зависимости мнимой части с использованием соотношений Крамерса−Кронига (5.17).

В приближении невзаимодействующих включений эффективная проницаемость просто пропорциональна поляризуемости и концентрации включений. Поэтому, чтобы выделить роль взаимодействия между включениями, будем описывать полученные результаты формой пика частотной зависимости мнимой части эффективной восприимчивости, делённой на концентрацию включений, $\chi''_{эфф}/p$. В приближении малых возмущений эта величина не зависит от p. Появление зависимости от p свидетельствует о заметном вкладе взаимодействия между включениями в эффективные материальные параметры. Наличие выраженного уширения пика мнимой восприимчивости позволяет, используя соотношения Крамерса–Кронига, делать выводы и об изменении квазистатических значений действительной части восприимчивости.

Формулы смешения используют квазистатическое приближение, поэтому частотная дисперсия эффективной проницаемости КМ возникает как следствие частотной дисперсии собственной проницаемости включений. Например, частотная зависимость диэлектрической проницаемости в КМ с проводящими включениями является следствием различия в частотной зависимости диэлектрической проницаемости матрицы и проводящих включений (по крайней мере, пока не надо принимать во внимание эффекты, связанные с конечным размером включений, например, в КМ с проводящими волокнами, см. раздел 4).

Наоборот, многие ФМ материалы проявляют ярко выраженную частотную дисперсию магнитной проницаемости в СВЧ диапазоне. Причиной является то, что все магнитные материалы теряют свои магнитные свойства на частотах несколько гигагерц или ниже. Как отмечено выше, собственная магнитная проницаемость магнитных порошков обычно неизвестна: её опре-

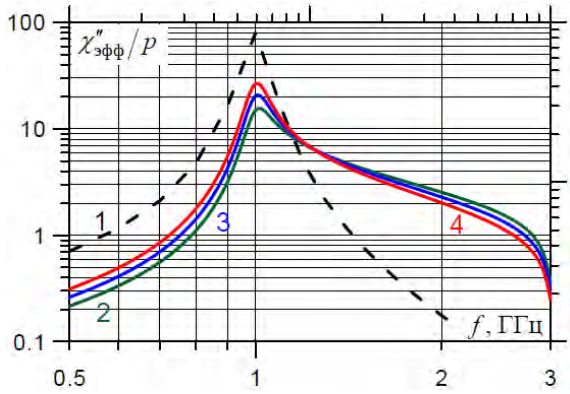


Рисунок3.7 – Рассчитанная частотная зависимость величины $\chi''_{эфф}/p$ для лоренцевого дисперсионного закона с $f_{рез}$=1 ГГц, $f_{рел}$=10 ГГц, $\mu_{ст}$=8 (кривая 1, p=1) и для эффективной проницаемости, полученной из этой кривой при применении формулы смешения ЛЛЛ с p=0,2 (кривая 2), 0,3 (кривая 3) и 0,4 (кривая 4)

деление сопряжено с рядом проблем. Например, собственную проницаемость феррита можно определить из измерений со спечённым образцом, но этот результат может быть сильно искажен пористостью [668]. На результат такого определения могут сильно повлиять зависимость динамической проницаемости частицы от её формы, см. подраздел 3.4; скин-эффект в проводящих частицах; зависимость собственной магнитной проницаемости от особенностей технологической обработки материала, см. подразделы 2.4 и 3.2, и пр.

Известно, что проницаемость любого материала стремится к единице при стремлении частоты к бесконечности. По этой причине всегда существуют частоты, выше которых $\zeta<<1$. Для изотропной смеси здесь строгим результатом является формула смешения ЛЛЛ. Для анизотропного (одномерного) КМ эффективная проницаемость определяется формулой Винера (3.6). Различие между этими двумя предельными случаями пропорционально квадрату контраста и при малом контрасте исчезающе мало. Обычно предполагают, что эффективная восприимчивость в ВЧ пределе просто равна произведению собственной восприимчивости материала включений на их концентрацию, как в формуле Винера, хотя для формулы ЛЛЛ концентрационная зависимость эффективной проницаемости нелинейна, см. ниже. В литературе не найдено экспериментальных наблюдений различия между формулами смешения Винера и ЛЛЛ, поэтому ниже эффективные свойства КМ в случае $\zeta<<1$ будем описывать формулой Винера.

Если $\zeta<<1$ во всем частотном диапазоне, то формула Винера также справедлива во всем частотном диапазоне. Частотная зависимость эффективной восприимчивости просто повторяет частотную зависимость собственной проницаемости включений с коэффициентом пропорциональности, равным p. Максимум потерь КМ и максимум собственных потерь включений расположены на одной частоте. Концентрационная зависимость эффективной проницаемости линейна во всем диапазоне частот и концентраций.

Различие концентрационных зависимостей в формулах ЛЛЛ и Винера проиллюстрировано численным расчётом на рис. 3.7. На рисунке показана частотная зависимость мнимой части проницаемости для высокодобротной лоренцевой частотной зависимости с параметрами $f_{рез}$=1 ГГц, $f_{рел}$=10 ГГц и $\mu_{ст}$=8. Нанесённые на графики эффективные потери поделены на концентрацию включений. Для формулы смешения Винера значения $\chi''_{эфф}/p$ тождественны для любой концентрации, включая p=1, т.е., собственную проницаемость включений. Частотные зависимо-

сти потерь для формулы смешения ЛЛЛ, также нанесённые на график, заметно отличаются от соответствующей зависимости для собственной проницаемости.

Хотя частота пика потерь в ЛЛЛ не изменяется с p, из рисунка видно заметное искажение формы пика эффективной проницаемости относительно проницаемости включений, обусловленное тем, что спектральная функция ЛЛЛ имеет ненулевые значения на всем промежутке аргументов от 0 до 1. Отметим, что это искажение возникает тех частотах, где эффективная проницаемость имеет очень низкие значения, и вполне может быть неразличимо в экспериментальных данных, а само его наличие связано с тем, что при расчёте приняты достаточно высокие значения собственной проницаемости включений, при которых условие применимости формулы ЛЛЛ не выполняется.

Если же на низких частотах выполняется неравенство $\zeta>>1$, то частотная дисперсия эффективной восприимчивости возникает на частотах, где ζ становится по порядку величины близким к единице. Пик потерь в КМ сдвинут в ВЧ область по отношению к пику потерь восприимчивости материала включений. При увеличении p пик потерь сдвигается в сторону более низких частот. На частотах значительно выше пика потерь $\chi_{эфф}$ опять пропорциональна $\chi_{вкл}$. Ниже пика потерь эффективная восприимчивость определяется только морфологией КМ и не зависит от собственной восприимчивости включений. Зависимость восприимчивости от p в этом диапазоне частот нелинейна; это верно, в т.ч., и для статической восприимчивости.

Этот случай типичен для смесей металл-диэлектрик. Собственная диэлектрическая проницаемость металлов обычно слишком высока для того, чтобы пик диэлектрических потерь был расположен в СВЧ диапазоне. Поэтому СВЧ диэлектрическая проницаемость большинства КМ с металлическими включениями не проявляет дисперсии диэлектрической проницаемости на СВЧ и имеет низкие диэлектрические потери. Исключением является случай, когда концентрация включений близка к порогу протекания и существенны перколяционные эффекты.

Если частотная дисперсия $\chi_{вкл}$ подчиняется лоренцеву дисперсионному закону (2.21) и КМ, в состав которого входят включения, описывается формулой МГ, то для частотной дисперсии $\chi_{эфф}$ также справедлив лоренцев закон. Легко показать, что параметры этой частотной дисперсии даются формулами:

$$\mu_{ст,эфф}=\mu_{\infty,эфф}+\frac{(\mu_{ст,вкл}-\mu_{\infty,вкл})p}{K_xK_y},\quad f_{рел,эфф}=f_{рел,вкл}\left(K_y/K_x\right),$$

$$f_{рез,эфф}=f_{рез,вкл}\sqrt{K_y/K_x},\quad \mu_{\infty,эфф}=1+p\left(\mu_{\infty,вкл}-1\right)/K_x, \qquad (3.23)$$

где $K_x=1+(\mu_{\infty,вкл}-1)N(1-p)$, $K_y=1+(\mu_{ст,вкл}-\mu_{\infty,вкл})N(1-p)$. Из (3.21) видно, что нелинейная зависимость статической восприимчивости от p всегда сопровождается НЧ сдвигом обеих характеристических частот с ростом p, как должно быть в соответствии с законами Аше и Снука.

Следовательно, формула смешения МГ сохраняет форму пика поглощения, характерную для проницаемости включений. С точки зрения спектральной теории, причиной является то, что дополнительные потери в КМ возникают в диапазоне эффективных форм-факторов, в

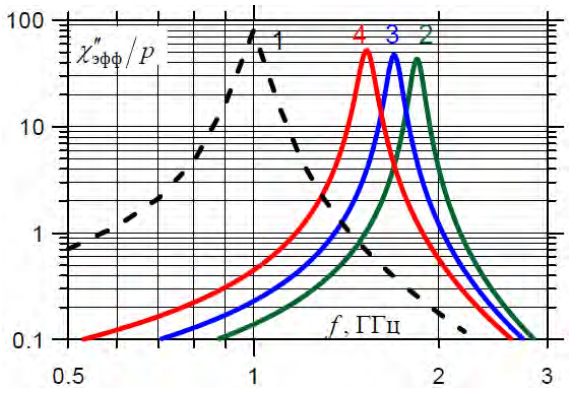


Рисунок 3.8 – Рассчитанная частотная зависимость величины $\chi''_{эфф}/p$ для лоренцева дисперсионного закона с $f_{рез}$=1 ГГц, $f_{рел}$=10 ГГц, $\chi_{ст}$=8 (кривая 1, p=1) и для эффективной проницаемости, полученной из этой кривой при применении формулы смешения МГ с N=1/3 и p=0,1 (кривая 2), 0,3 (кривая 3) и 0,5 (кривая 4)

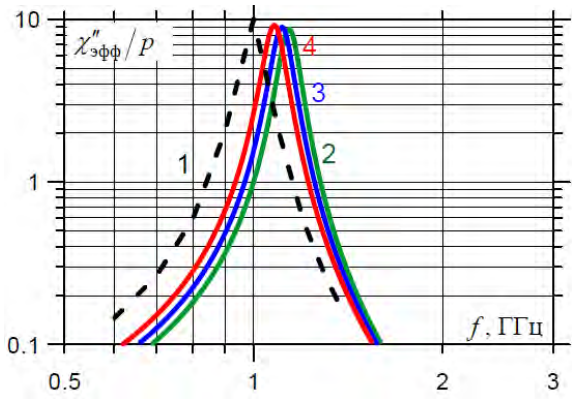


Рисунок 3.9 – Рассчитанная частотная зависимость величины $\chi''_{эфф}/p$ для лоренцева дисперсионного закона с $f_{рез}$=1 ГГц, $f_{рел}$=10 ГГц, $\chi_{ст}$=1 (кривая 1, p=1) и для эффективной проницаемости, полученной из этой кривой при применении формулы смешения МГ с N=1/3 и p=0,1 (кривая 2), 0,3 (кривая 3) и 0,5 (кривая 4)

котором спектральная функция принимает ненулевые значения. Спектральной функцией для формулы смешения МГ является дельта-функция, поэтому дополнительных потерь, которые могли бы исказить форму пика поглощения, не возникает.

В качестве иллюстрации на рис. 3.8 показано, как изменяется частотный пик потерь с рис. 3.7 под действием формулы смешения МГ с p=0,1, 0,3 и 0,5. С увеличением p форма пика не искажается, как это и следует из (3.21), но хорошо виден сдвиг частоты максимума поглощения. Сдвиг возникает потому, что для статической проницаемости включений выполняется неравенство ζ=8×1/3>1. Рисунок 3.9 показывает результат расчёта с теми же параметрами, что и на рис. 3.8, за исключением статического значения $\chi_{вкл}$, которое здесь равно единице. При этом ζ=1/3<1, поэтому сдвиг частоты пика с увеличением p намного менее выражен, а сами резонансные частоты заметно ближе к собственной резонансной частоте включений. Столь малый сдвиг пика потерь легко может маскироваться измерительной погрешностью в реальных измерениях.

Отметим, что указанные выше закономерности выполняются, только если проницаемость включений описывается лоренцевой частотной зависимостью. Если, например, собственная восприимчивость включений имеет два разнесённых лоренцева пика, более низкочастотный из них может значительно подавляться в частотной зависимости эффективной восприимчивости. За счёт этого эффекта, например, в СВЧ диэлектрической проницаемости КМ с проводящими включениями не видно полос, связанных со скинированием, а в магнитной проницаемости они хорошо различимы.

Это проиллюстрировано рис. 3.10, на котором показаны частотная зависимость собственной восприимчивости включений, состоящая из двух изолированных лоренцевых полос поглощения, и результат применения к этой зависимости формулы смешения МГ с N=1/3 и p=0,1, 0,3 и 0,5. Пики исходной лоренцевой зависимости имеют одинаковые амплитуды и добротности;

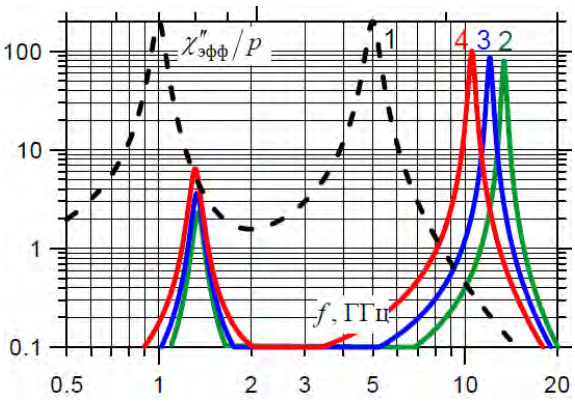


Рисунок 3.10 – Рассчитанная частотная зависимость величины $\chi''_{эфф}/p$ для частотной зависимости, состоящей из двух изолированных лоренцевых полос поглощения одинаковой амплитуды, (кривая 1, p=1) и для эффективной проницаемости, полученной из этой кривой при применении формулы смешения МГ с N=1/3 и p=0,1 (кривая 2), 0,3 (кривая 3) и 0,5 (кривая 4)

для большей наглядности, амплитуды пиков увеличены по сравнению с предыдущим расчётом: каждый соответствует парциальной собственной восприимчивости, равной 20. Амплитуды НЧ и ВЧ пиков частотной зависимости $\chi_{эфф}$ сильно различаются. Например, для p=0,1 ВЧ пик имеет в 40 раз более высокую амплитуду по сравнению с НЧ пиком. Соответственно, НЧ пик слабо смещается с ростом p, ВЧ пик смещается сильно.

Другие формулы смешения соответствуют спектральным функциям, область ненулевых значений которых имеет конечную ширину, поэтому для них может возникать искажение формы пика поглощения. Для формулы смешения ЛЛЛ это проиллюстрировано рис. 3.7, для ТЭС – рис. 2.17. В обоих случаях искажение характеризуется увеличением потерь на ВЧ краю пика потерь и связано с тем, что соответствующие спектральные функции растянуты в область больших значений аргумента. Соответственно, НЧ сдвиг пика поглощения с ростом p для формулы МГ всегда медленнее, чем для других формул смешения.

Наличие искажений формы пика потерь означает, что ширина частотного пика поглощения эффективной восприимчивости может зависеть не только от ширины частотного пика потерь собственной восприимчивости, как это следует из (3.21), но и от ширины области определения спектральной функции. Для всех формул смешения, кроме МГ, спектральная функция имеет пик конечной ширины. Предположим, что область ненулевых значений спектральной функции простирается от s_1 до s_2. Тогда, если даже частотная зависимость собственной магнитной проницаемости имеет лоренцев вид с исчезающее малой шириной линии, то эффективная восприимчивость будет проявлять потери в интервале частот

$$f_{рез}\sqrt{1+s_1\chi_{ст,вкл}} < f < f_{рез}\sqrt{1+s_2\chi_{ст,вкл}}\,. \qquad (3.24)$$

Ширина пика эффективных потерь будет определяться шириной спектральной функции. Если эта ширина достаточно велика, то НЧ сдвиг полосы поглощения, возникающий в КМ с увеличением концентрации включений, может быть закамуфлирован собственной шириной линии.

Это утверждение иллюстрируется рис. 3.11, на котором в качестве исходной частотной зависимости $\chi_{вкл}$ для расчёта по формуле смешения МГ использована лоренцева частотная зависимость потерь, имеющая низкую добротность. Параметры этой кривой – $f_{рез}$=3 ГГц, $f_{рел}$=1 ГГц, $\mu_{ст}$=20; пик потерь расположен на частоте 1 ГГц, как и в предыдущих расчётах. Также на рисунке показан результат применения к этой зависимости формулы смешения МГ с N=1/3 и p=0,1, 0,3 и 0,5. Частотные зависимости величины $\chi''_{эфф}/p$ различаются, достаточно слабо: наблюдаемые

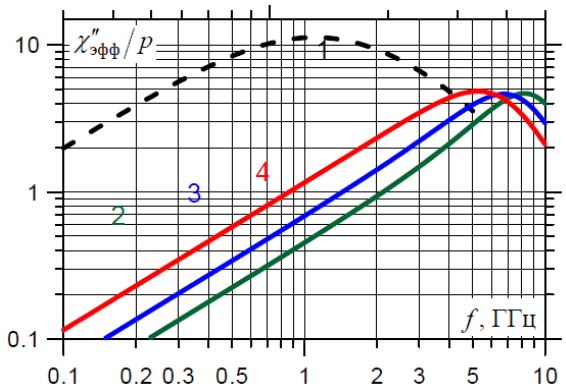


Рисунок 3.11 – Рассчитанная частотная зависимость величины $\chi''_{эфф}/p$ для низкодобротной лоренцевой частотной зависимости ($f_{рез}$=3 ГГц, $f_{рел}$=1 ГГц, $\chi_{ст}$=20,кривая 1, p=1) и для эффективной проницаемости, полученной из этой кривой при применении формулы смешения МГ с N=1/3 и p=0,1 (кривая 2), 0,3 (кривая 3) и 0,5 (кривая 4)

сдвиг пика поглощения и изменение его амплитуды вполне могут быть незаметны на фоне измерительных погрешностей.

Из литературы известно, что во многих случаях измеренная эффективная проницаемость магнитных КМ согласуется с формулой смешения МГ. Это можно объяснить следующим образом. Учитывая, что величины s_1 и s_2 в (3.24) по своему физическому смыслу являются формфакторами, легко получить, что диапазон частот, в котором происходит сдвиг частоты пика потерь при изменении концентрации от 0 до 1, определяется значением ζ. При не слишком высоких значениях ζ сдвиг также невелик, при этом точность определения его положения тем ниже, чем шире исходный пик потерь. В результате концентрационных сдвиг полосы потерь может быть зафиксирован, что приводит к рассогласованию с теорией ЛЛЛ, но эта фиксация производится с низкой точностью, что может быть интерпретировано как согласие с теорией МГ.

Из проведенного рассмотрения видно, что КМ с пластинчатыми частицами, в которых могут быть достигнуты высокие значения эффективной магнитной проницаемости и которые, следовательно, представляют наибольший интерес с точки зрения создания РПП, описываются формулой смешения Винера. Именно такое описание использовано при оптимизации РПП в разделе 5.

3.4 СВЧ магнитная проницаемость композитов, содержащих гексагональные ферриты[#]

КМ, содержащие порошки ферритов, часто применяются в конструкции различных устройств СВЧ. Их достоинствами являются высокие СВЧ магнитные потери, высокое электрическое сопротивление и стойкость к высоким уровням электромагнитного излучения. Они проявляют высокую химическую стойкость, а их удельный вес при одинаковой концентрации ниже, чем у КМ, содержащих частицы ФМ металлов. По сравнению с ферритами-шпинелями, гексагональные ферриты, например, Co_2Z, имеют более высокую частоту ФМР и более высокую СВЧ магнитную проницаемость, и, следовательно, более перспективны для технических применений в гигагерцовом диапазоне частот. СВЧ магнитные свойства таких КМ вызывают большой интерес [448, 473, 577, 610, 707].

Этот подраздел посвящен экспериментальному исследованию частотных зависимостей магнитной проницаемости КМ, содержащих порошки гексагональных ферритов.

Постановка эксперимента. Порошок феррита, имевшего состав $Ba_3Co_2Fe_{24}O_{41}$, был синтезирован при помощи стандартных методов. Частицы порошка имели размер около 10 мкм. Рентгеноструктурный анализ показал, что они представляли собой однофазный гексагональный феррит *Z*-типа с периодом решетки в гексагональной плоскости, равным 0,588 нм и расстоянием между гексагональными плоскостями, равным 5,23 нм.

Были также изготовлены спечённые образцы гексагонального феррита, имевшие форму дисков с диаметром 4,0 мм и толщиной 2 мм. Кривые начального намагничивания и гистерезиса этих образцов были измерены при комнатной температуре при помощи вибрационного магнетометра Oxford Instrument в диапазоне магнитных полей от 0 до 80 кЭ и от –30 до +30 кЭ, соответственно, с учётом поправки на размагничивание. Значение коэрцитивной силы H_c было найдено из кривой гистерезиса, а намагниченности насыщения $4\pi M_0$ – из кривой начального намагничивания. Поле магнитной анизотропии в направлении поперёк гексагональной плоскости, H_θ, было определено из кривых начального намагничивания, измеренных параллельно и перпендикулярно направлению текстуры образца. Точка пересечения этих двух кривых и соответствует значению H_θ. В результате получено M_0=3,3 кГс, H_c=23 Э и H_θ=12 кЭ. Измерения поля магнитной анизотропии в гексагональной плоскости, H_ϕ, не проводились. Из литературы известно, что для ферритов с составом Co_2Z $H_\phi \approx 0.12$ кЭ [106, 662].

Для СВЧ исследований были использованы образцы КМ в форме коаксиальных шайб с диаметром 7,3 мм и толщиной около 2 мм, изготовленные путем смешения порошка феррита и эпоксидной смолы, диэлектрическая проницаемость которой равна 2,9. Были изготовлены пять образцов с объёмными концентрациями феррита 0,1, 0,2, 0,3, 0,4 и 0,5. Частотная зависимость магнитной проницаемости изготовленных образцов была измерена в диапазоне частот от 0,5 до

[#] Материал подраздела изложен в соответствии со статьей [572]. Изготовление образцов и измерение их СВЧ материальных параметров было проведено в Национальном университете Сингапура группой под рук. проф. З.В. Ли.

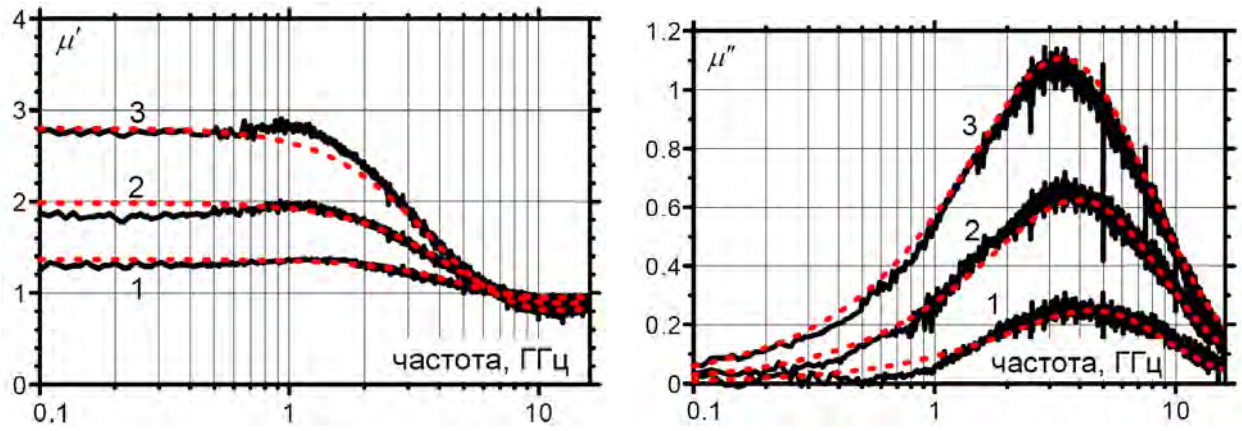


Рисунок 3.12 – Измеренные частотные зависимости (черные линии; слева – действительная часть справа – мнимая часть) для КМ с частицами феррита Co_2Z. Цифрами обозначены различные концентрации феррита: p=0,1 (1); p=0,3 (2); p=0,5 (3). Красные линии показывают результат аппроксимации измеренных зависимостей лоренцевым законом частотной дисперсии

16,5 ГГц методом НРУ при помощи векторного анализатора цепей *HP8722D* и коаксиальной измерительной ячейки длиной 60 мм.

Экспериментальные результаты и проверка применимости формул смешения. Измеренные частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости КМ для трёх из исследованных образцов с объёмными концентрациями 0,1, 0,3 и 0,5 приведены на рис. 3.12. Видно, что магнитная проницаемость характеризуется сильной частотной дисперсией в СВЧ диапазоне. Диэлектрическая проницаемость образцов практически не зависит от частоты в измеренном частотном диапазоне, и диэлектрические потери малы.

Измеренные частотные зависимости были приближены лоренцевой частотной зависимостью (2.21) с μ_∞=1; процедура аппроксимации описана в подразделе 2.4. Аппроксимирующие кривые показаны на рис. 3.12 пунктирными линиями. Среднее отклонение аппроксимирующих значений от измеренных, нормированное на погрешность измерения, см. (2.7), оказалось меньше единицы для всех образцов. Это означает, что расхождение экспериментальных данных с лоренцевым законом частотной дисперсии лежит в пределах измерительной погрешности, и, следовательно, все частотные зависимости можно считать подчиняющимся лоренцеву закону.

Параметры частотных зависимостей материальных параметров исследованных КМ в зависимости от концентрации включений приведены на рис. 3.13 и 3.14. На рис. 3.13 даны концентрационные зависимости статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{эфф,ст}$, полученные усреднением измеренного значения диэлектрической проницаемости во всем исследованном частотном диапазоне, и статической магнитной проницаемости. Рисунок 3.14 показывает концентрационные зависимости релаксационной частоты $f_{рел}$ и резонансной частоты $f_{рез}$. Параметры лоренцева дисперсионного закона для магнитной проницаемости найдены из аппроксимации экспериментальных данных.

Так как с ростом p не происходит дополнительного искажения измеренных частотных зависимостей относительно лоренцевых кривых, можно считать, что для исследуемых КМ спра-

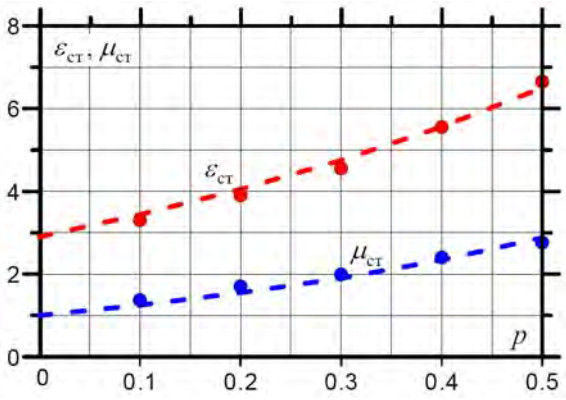


Рисунок 3.13 – Статическая диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_{ст}$, и статическая магнитная проницаемость, $\mu_{ст}$, КМ с включениями Co_2Z феррита в зависимости от объёмной концентрации включений p (точки) и результат аппроксимации этой зависимости формулой смешения МГ (линии)

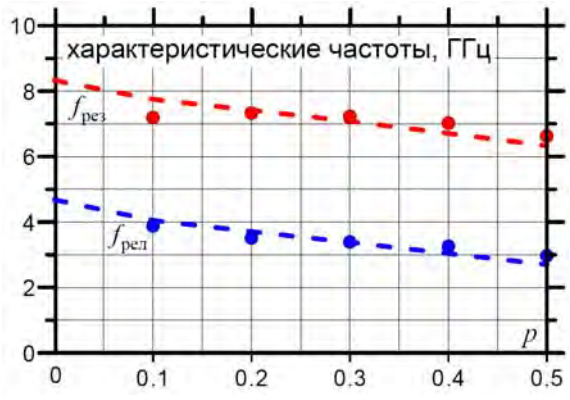


Рисунок 3.14 – Релаксационная частота $f_{рел}$ и резонансная частота $f_{рез}$ КМ с включениями Co_2Z феррита в зависимости от объёмной концентрации включений p (точки) и результат аппроксимации этой зависимости формулой смешения МГ (линии)

ведлива формула смешения МГ, см. подраздел 3.3. Собственные магнитная и диэлектрическая проницаемости феррита не известны, поэтому для сопоставления с формулой МГ (3.2) были использованы зависимости параметров лоренцева закона частотной дисперсии от p; форм-фактор был принят равным 1/3. Сравнение измеренных значений статической эффективной магнитной проницаемости с теорией МГ позволило получить значение собственной статической магнитной проницаемости феррита, равное 11,0. Так как одна и та же формула смешения должна быть справедлива для диэлектрической и магнитной проницаемости КМ, то статическое значение диэлектрической проницаемости феррита было найдено тем же способом из измеренной зависимости $\varepsilon_{эфф,ст}(p)$, что дало значение 15,6. Полученные значения хорошо согласуются с литературными данными, см. [309] и [106], соответственно.

Характерные частоты лоренцевой зависимости собственной магнитной проницаемости феррита были найдены из измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости КМ при значениях статической магнитной проницаемости, полученных выше из концентрационной зависимости, что дало $f_{рел,вкл}$=1,0 ГГц и $f_{рез,вкл}$=3,9 ГГц. Зависимость от p параметров дисперсионного закона Лоренца, рассчитанных исходя из этих значений по (3.23), показана на рис. 3.13 и 3.14 пунктиром.

Таким образом, для представленных экспериментальных данных наблюдается хорошее совпадение с формулой смешения МГ с N=1/3. Как следует из рассмотрения в подразделе 3.3, причиной этого могут быть не слишком высокие значения контраста магнитной восприимчивости включений, $\zeta\approx3{,}3$, и достаточно большая ширина пика магнитных потерь.

Проверка выполнения законов Снука и Аше. Из параметров дисперсионной зависимости могут быть рассчитаны константы Снука и Аше материала. Результат расчёта K_C в зависимости от p показан на рис. 3.15. При расчёте характерная частота в законе Снука была взята,

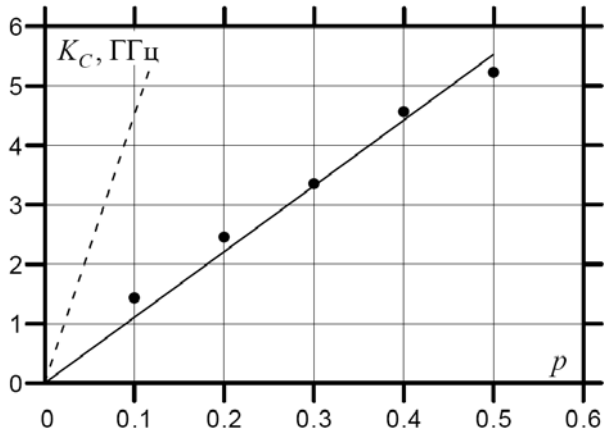


Рисунок 3.15 − Измеренные значения константы Снука K_C исследованных композитных материалов как функция концентрации включений p (точки). Сплошная линия − линейная аппроксимация измеренных значений. Пунктир − теоретический расчёт величины K_C в предположении H_ϕ =0,12 кЭ

как это принято обычно, равной частоте, на которой расположен пик магнитных потерь. Отметим, что формулировка закона Снука для гексагональных ферритов отличается от (2.12), т.к. в формуле (2.11) отношение f_y/f_x сильно отличается от единицы. Используя аналогию между гексагональными ферритами и тонкими ФМ плёнками, отмеченную в подразделе 2.1, легко показать, что это отношение равно H_θ/H_ϕ, а ориентационный фактор равен 1/2 [662].

Сплошная линия на рис. 3.15 соответствует аппроксимации полученных данных линейной зависимостью. В отличие от закона Аше, для закона Снука неизвестны закономерности для концентрационной зависимости в КМ. Однако линейная зависимость левой части закона Снука от p является следствием формулы смешения МГ, см. ф-лы (3.23). Экстраполируя эту зависимость к p=1, получим для спечённого феррита K_C=11,1 ГГц. С учётом результатов магнитостатических измерений это даёт H_ϕ = 2,1 кЭ, что значительно отличается от литературных данных [106, 662]. Значения константы Снука, рассчитанные с использованием стандартного значения H_ϕ =0,12 кЭ, показаны на рис. 3.15 пунктиром. Видно, что при этом получается существенно более высокое значение K_C, что должно приводить к более высоким значениям динамической магнитной проницаемости по сравнению с экспериментом.

В значениях K_C, полученных из эксперимента, наблюдается и отклонение от линейной зависимости. Это ясно видно из рис. 3.16, где показано отношение величины K_C/p, пересчитанное из данных с рис. 3.15, как функция p. Указанные значения явно отклоняются от константы, которая должна была бы быть получена в случае линейной зависимости $K_C(p)$. Аппроксимация данных на рис. 3.16 прямой и экстраполяция этой прямой к p=1 даёт для спечённого феррита K_C=5,8 ГГц, что приводит к ещё более завышенному значению H_ϕ, 7,6 кЭ.

Более реалистичная величина, H_ϕ =0,17 кЭ, получается, если использовать при проверке выполнения закона Снука не частоту, на которой магнитные потери имеют максимум, а истинную резонансную частоту, т.е., частоту, на которой действительная часть магнитной проницаемости переходит через единицу. Хотя измеренные частотные зависимости магнитной проницаемости имеют достаточно размытую форму, эта частота определяется достаточно точно. Именно эта частота, которая в случае сильного затухания может значительно отличаться от частоты максимума магнитных потерь, было использовано в теоретическом анализе, прове-

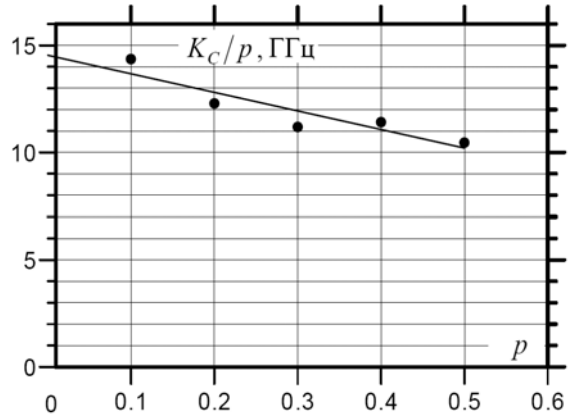


Рисунок 3.16 − Отношение измеренных значений константы Снука к концентрации включений, K_C/p, в зависимости от величины p (точки). Линией показана линейная аппроксимация данных

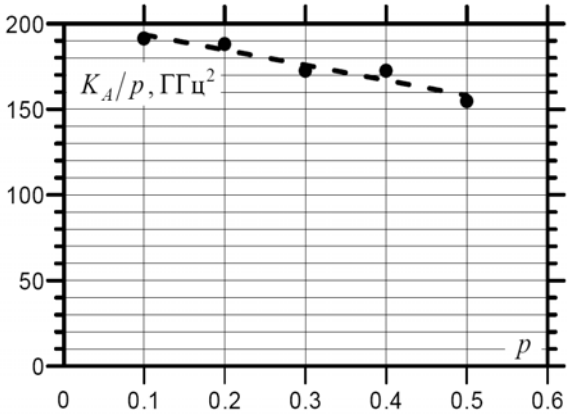


Рисунок 3.17 − Отношение измеренных значений константы Аше к концентрации включений, K_A/p, в зависимости от величины p (точки). Линией показана линейная аппроксимация данных

дённом в подразделе 2.3. Полученные здесь результаты могут служить экспериментальным подтверждением правильности такого использования.

Рисунок 3.17 иллюстрирует выполнение закона Аше в исследованных КМ. На рисунке показаны значения константы Аше K_A, определённые из аппроксимаций измеренных частотных зависимостей магнитной проницаемости для каждой из концентраций и нормированные на p. Известно, что такая величина не должна зависеть от p при выполнении любой формулы смешения при условии, что частотная зависимости магнитной проницаемости описывается лоренцевым законом частотной дисперсии. Однако, как видно из рисунка, в эксперименте наблюдается хотя и небольшое, но заметное снижение значений K_A/p при увеличении концентрации.

Экстраполяция зависимости величины K_A линейной функцией от p к значению p=1 даёт $K_A \approx 120$ ГГц^2, что согласуется со значением 130 ГГц^2, полученным из имеющихся магнитостатических данных в предположении H_0=0,12 кЭ. Отметим, что в [97] значения константы Аше, найденные из СВЧ данных, составляли от 0,5 до 0,7 предельного значения этой величины, полученного из магнитостатических измерений. Это различие может быть вызвано различными подходами к определению K_A, использованными здесь и в [97]. В настоящей работе величина K_A определяется из параметров аппроксимации измеренных частотных зависимостей дисперсионным законом (2.21). В [97] значение K_A найдено интегрированием измеренной частотной зависимости магнитных потерь по ограниченному диапазону частот. Как показано в подразделе 2.3, аппроксимация даёт существенно более точный результат при использовании экспериментальных данных, полученных в ограниченном частотном диапазоне.

Обсуждение. Причиной обнаруженной зависимости константы Аше от p могут быть отклонения от формулы смешения МГ, на основе которой вычислены эти константы. Эти отличия, которые могут быть плохо заметны при аппроксимации частотных зависимостей вследствие наличия шумовой ошибки при измерениях, погрешности аппроксимации и пр., ясно проявляются при рассмотрении величины K_A, которая не должна меняться с p. К зависимости кон-

станты Аше от концентрации могло привести также то, что теория МГ была использована со значением N=1/3, см. подраздел 3.5.

Ещё одной возможной причиной обнаруженного эффекта может быть влияние размагничивающих полей на включениях. Рассмотрим, когда можно ввести собственную магнитную проницаемость материала так, чтобы она не зависела от формы частицы. Для этого магнитная поляризуемость частицы должна зависеть от собственной магнитной восприимчивости и форм-фактора так же, как электрическая поляризуемость, т.е., в соответствии с (3.1):

$$\chi_{\text{эфф}} = \frac{\chi_{\text{вкл}}}{1 + N_x\, \chi_{\text{вкл}}} \tag{3.25}$$

где $\chi_{\text{вкл}}$ – соответствующая собственная восприимчивость частицы, не зависящая от её формы, N_x − форм-фактор в направлении падающего переменного поля (по оси x). Тогда магнитная и диэлектрическая проницаемость КМ, содержащего такие частицы, будут подчиняться одной и той же формуле смешения.

Уравнение ЛЛГ (2.18) определяет отношение переменного магнитного момента к амплитуде переменного магнитного поля, учитывая размагничивание как постоянного, так и переменного магнитных моментов. Поэтому фактически оно даёт не собственную магнитную проницаемость частицы, а её эффективную поляризуемость с учётом размагничивания. Восприимчивость частицы (вдоль оси x) имеет вид:

$$\chi_x = \frac{4\pi M_0 \left(H_k + 4\pi M_0 \left(N_y - N_z\right)\right)}{\left(H_k + 4\pi M_0 \left(N_x - N_z\right)\right)\left(H_k + 4\pi M_0 \left(N_y - N_z\right)\right) - \left(f/\gamma'\right)^2}. \tag{3.26}$$

Здесь предполагается, что внутреннее поле анизотропии частицы H_k и её магнитный момент M_0 направлены вдоль оси z. Размагничивание эффективного поля анизотропии описывается величиной N_z, размагничивание переменного магнитного поля – величинами N_x и N_y, так как прецессия магнитного момента происходит в плоскости, перпендикулярной его направлению.

Сравнение (3.25) и (3.26) приводит к

$$\chi_{\text{вкл}} = \frac{4\pi M_0 \left(H_k + 4\pi M_0 \left(N_y - N_z\right)\right)}{H_k^2 + H_k\, 4\pi M_0 \left(N_y - 2N_z\right) + \left(4\pi M_0\right)^2 N_z \left(N_z - N_y\right) - \left(f/\gamma'\right)^2} \tag{3.27}$$

В (3.27) входят все три форм-фактора. Т.е., за счёт наличия постоянного магнитного момента эффективная магнитная проницаемость частицы пересчитывается из собственной магнитной проницаемости иначе, чем диэлектрическая проницаемость.

В статическом случае (f=0) восприимчивость χ_0, даваемая ур-нием (3.27), переходит в

$$\chi_{\text{ст,вкл}} = \frac{4\pi M_0}{H_k - 4\pi M_0\, N_z} \tag{3.28}$$

т.е., не зависит от формы частицы при $\chi_{\text{вкл,ст}}\, N_z \ll 1$, где $\chi_{\text{вкл,ст}} = 4\pi M_0/H_k$ − статическая магнитная восприимчивость частицы. Таким образом, ФМ материалу может быть приписана собственная статическая магнитная проницаемость при условии, что форм-фактор вдоль постоянного маг-

нитного момента мал. Это может реализоваться в многодоменной частице, где размагничивание постоянного магнитного момента сведено к минимуму наличием доменных границ, т. е., $N_z \approx 0$.

Но даже в этом случае, строго говоря, нельзя ввести динамическую магнитную проницаемость: при учёте $N_z=0$ получаем из (3.27)

$$\chi_{\text{вкл}} = \frac{4\pi M_0 \left(H_k + 4\pi M_0 N_y\right)}{H_k^2 + H_k 4\pi M_0 N_y - \left(f/\gamma'\right)^2}, \tag{3.29}$$

т.е., статическое значение собственной магнитной проницаемости не зависит от формы частицы, а резонансная частота зависит от значения N_y:

$$f_{\text{рез}} = \gamma' H_k \sqrt{1 + \chi_{\text{ст,эфф}} N_y}, \tag{3.30}$$

где статическая магнитная восприимчивость определена вдоль оси x и, в соответствии с проводимым рассмотрением, высока. Поэтому второе слагаемое под корнем значительно больше первого и резонансная частота зависит от эффективного форм-фактора включения. Таким образом, например, для КМ, содержащего ФМ пластинки, где $N_y \sim 1$, резонансная частота не зависит от окружения включения только пока взаимодействие пластинок друг с другом слабо. При росте концентрации включений N_y снижается, стремясь к 1/3 при $p \to 1$, что вызывает уменьшение $f_{\text{рез}}$. Следовательно, собственную магнитную проницаемость ФМ частицы в частотном диапазоне вблизи ФМР можно ввести только для случая $N_y=1/3$, когда выполняется закон Снука.

3.5 Влияние распределения включений по форме на частотную зависимость СВЧ магнитной проницаемости композитных материалов [#]

В этом подразделе проведен анализ частотных зависимостей СВЧ материальных параметров в КМ с наполнением ФМ порошком. Были использованы порошки железа, полученные методом высокоэнергетического размола в атмосфере аргона, см. подраздел 3.2. На рис. 3.18 показана электронная микрография размолотого порошка железа. Видно, что частицы имеют нерегулярную, камневидную форму. Средний размер частиц порошка составляет около 60 мкм. Гистограмма распределения частиц порошка по размерам приведена на рис. 3.19. Изготовление образцов и измерение их материальных параметров в диапазоне частот 0,01–3 ГГц было проведено, как описано в подразделе 3.2. Измеренные частотные зависимости материальных параметров для КМ с четырьмя различными значениями объёмной концентрации включений показаны на рис. 3.20. Видно, что положение максимума магнитных потерь смещается в НЧ области при росте концентрации включений, что свидетельствует о существенном влиянии взаимодействия между включениями на эффективные материальные параметры, см. подраздел 3.3.

На первом этапе рассмотрение было проведено в терминах спектральной функции. Как принято при использовании спектральной теории, концентрационные зависимости материальных параметров не использованы: для этого потребовались бы предположения о характере изменения спектральной функции с концентрацией, которое трудно обосновать. Применена параметризация спектральной функции, как рассмотрено в подразделе 3.1; параметры, описывающие спектральную функцию, найдены из эксперимента. Собственная магнитная проницаемость ФМ включений предполагается неизвестной и определяется в результате применения предложенного подхода. Критерием корректности полученных результатов служит совпадение частотных зависимостей собственной магнитной проницаемости, найденных из данных для различных кон-

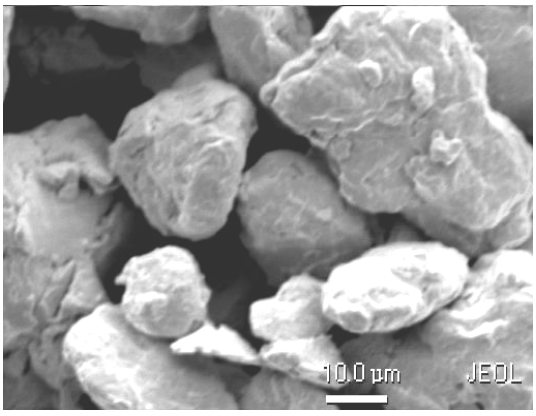


Рисунок 3.18 − Электронная фотография частиц порошка Fe, полученного высокоэнергетическим размолом в аргоне

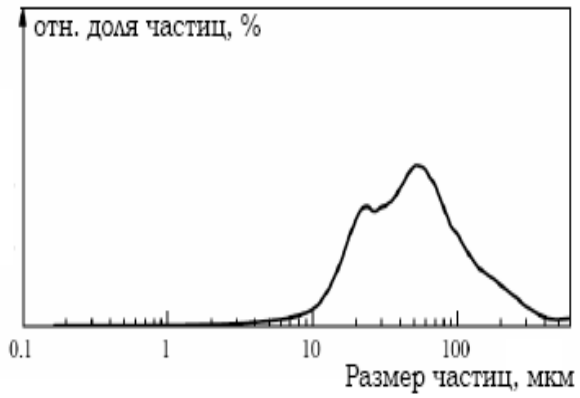


Рисунок 3.19 − Измеренная гистограмма распределения частиц порошка по размерам

[#] Исследование проведено в сотрудничестве с ФТИ УрО РАН (лаб. под рук. д.ф.-м.н. Е.П. Елсукова), где были изготовлены порошки и проведены исследования их физико-химических свойств. Материал подраздела опубликован в [570, 574, 575].

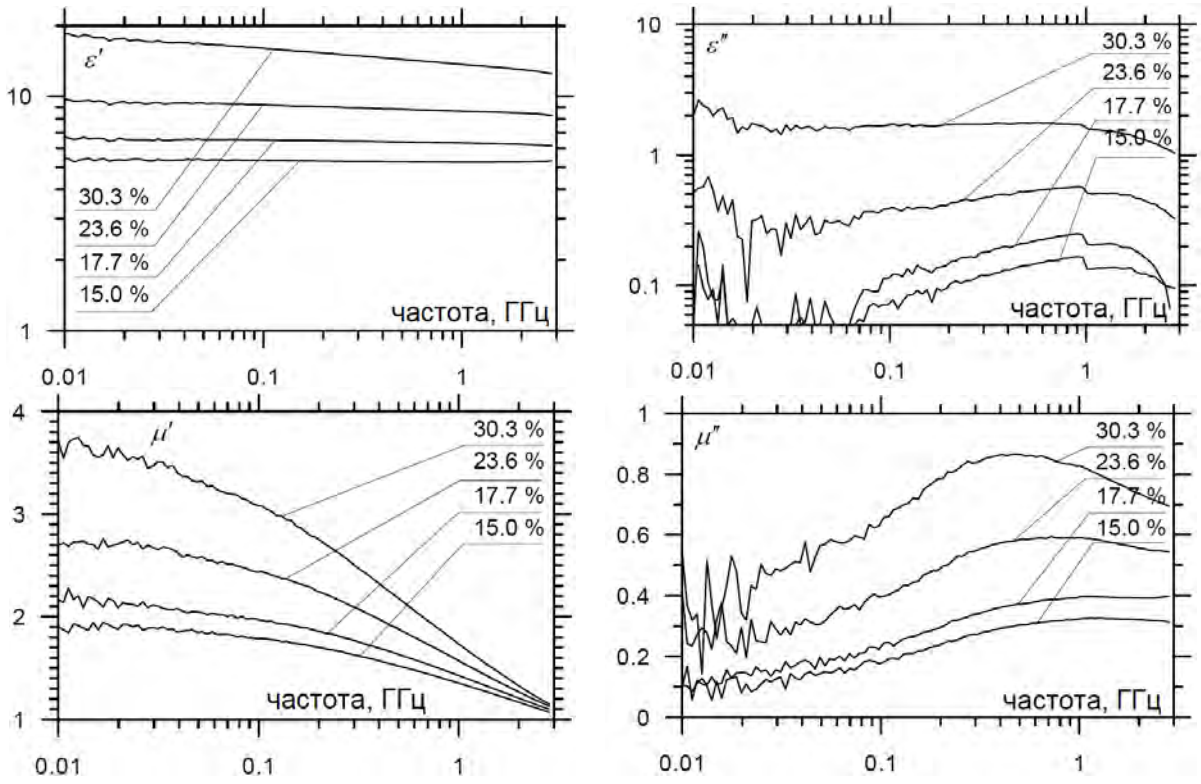


Рисунок 3.20 – Измеренные частотные зависимости материальных параметров исследуемых КМ

центраций включений в КМ. Дальнейший анализ полученных результатов позволил получить на их основе формулу смешения, хорошо описывающую как частотную, так и концентрационную зависимости магнитной проницаемости.

Измеренные значения диэлектрической проницаемости исследованных образцов не зависят от частоты в СВЧ диапазоне, поэтому их можно считать статическими значениями диэлектрической проницаемости. Так как диэлектрическая и магнитная проницаемости КМ должны определяться одной и той же спектральной функцией, значения диэлектрической проницаемости могут быть использованы для получения информации о спектральной функции. Из (3.11) легко получить, что [280, 574]

$$\varepsilon_{\text{ст}} = \varepsilon_{\text{м}}\left(1 + \int_0^1 \frac{pb(s)}{s} ds\right). \tag{3.31}$$

Определим, какое число параметров, описывающих спектральную функцию, может быть найдено из эксперимента. Для заданной p условия на два параметра могут быть найдены из правил сумм (3.12). Ещё одно условие получается из статической диэлектрической проницаемости, связанной со спектральной функцией уравнением (3.31). Отметим, что при высоких концентрациях включений наблюдается диэлектрическая дисперсия в измеренном диапазоне частот, см. рис. 3.20, поэтому $\varepsilon_{\text{ст}}$ была найдена экстраполяцией измеренных данных к f=0.

Кроме того, для определения ещё одного параметра может быть использовано условие, что теория должна давать одинаковую собственную магнитную проницаемости включений для данных, полученных из разных концентраций. Для формализации этого условия зададим некоторое значение $\mu_{\text{вкл, ст}}$ для статической собственной магнитной проницаемости включений. Под-

становка этого значения в (3.11) должна давать правильное статическое значение для эффективной магнитной проницаемости, которое также получено экстраполяцией измеренных данных к f=0. Такая процедура даёт четвёртый параметр для определения спектральной функции, значение которого, однако, зависит от принятого предположения о статической магнитной проницаемости включений.

Если параметрическое представление для спектральной функции использует четыре параметра, то описанная выше процедура даёт однозначный результат для спектральной функции для принятого предположения о собственной магнитной проницаемости. Найденная спектральная функция позволяет рассчитать собственную проницаемость включений на любой частоте. Из описания выше следует, что расчёт, проведённый для различных концентраций, даст совпадающее с экспериментом статическое значение эффективной проницаемости, равное $\mu_{\text{вкл, ст}}$. На более высоких частотах значения собственной магнитной проницаемости включений, полученные из данных для разных концентраций включений, могут различаться. Эти различия будут тем значимее, чем сильнее частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости и чем выше статическое значение собственной магнитной проницаемости. Среднеквадратичное расхождение между этими значениями будет характеризовать расхождение между теорией и реальными свойствами образца. Значение $\mu_{\text{вкл,ст}}$, при котором это среднеквадратичное расхождение минимально, может быть принято как реальное статическое значение собственной магнитной проницаемости включение, а значение среднеквадратичного расхождения в этом минимуме характеризует применимость выбранной формы спектральной функции для описания свойств исследуемых КМ.

Случай отсутствия разброса форм-факторов включений. Рассмотрим сначала случай, когда спектральная функция является дельта-функцией. Это можно было бы сделать с использованием теории МГ, которая соответствует такому виду спектральной функции. Однако эта теория согласуется со спектральной теорией только при N=1/3. Теория Оделевского, которая допускает вариацию значений форм-фактора, также не согласуется со спектральной теорией при малом контрасте включений. Однако это противоречие легко разрешается при помощи предположения о существовании второго пика спектральной функции, который лежит при высоких значениях аргумента и поэтому слабо влияет на рассматриваемые значения материальных параметров, хотя и обеспечивает необходимые асимптотики. Таким образом, используем спектральную функцию в виде суммы двух дельта-функций:

$$b(s) = K_1\ \delta(s - s_1) + K_2\ \delta(s - s_2). \tag{3.32}$$

Представление (3.32) использует четыре свободных параметра: s_1 и s_2 описывают положение пиков спектральной функции, а K_1 и K_2 – их амплитуды.

На рис. 3.21 статические значения диэлектрической проницаемости КМ приведены в зависимости от объёмной концентрации включений. Сплошной линией показана аппроксимация полученных данных формулой Оделевского (3.19), которая наилучшим образом описывает экспериментальные данные при $N_{\text{эфф}}$=0,18 и p_c=0,39. Видно, что при этих значениях согласие между

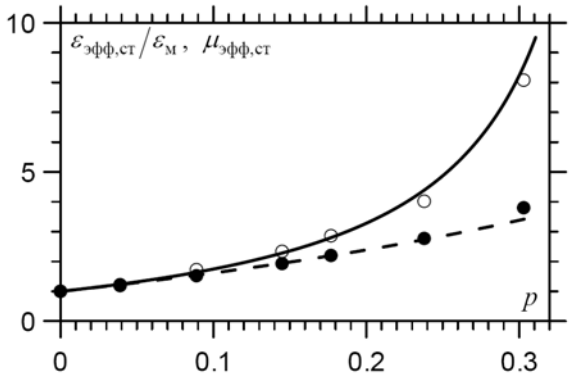


Рисунок 3.21 – Измеренные концентрационные зависимости нормализованной статической диэлектрической проницаемости (белые кружки) и магнитной проницаемости (черные кружки). Линиями показан результат применения (3.20) с $N_{эфф}$=0,18, p_c=0,39, $\mu_{вкл,ст}$=19

измеренными статическими значениями диэлектрической проницаемости и формулой Оделевского вполне удовлетворительно. Зависимость статической магнитной проницаемости от концентрации также приведена на рис. 3.21. Аппроксимация статических значений магнитной проницаемости уравнением (3.20) со значениями $N_{эфф}$ и p_c, найденными из концентрационной зависимости диэлектрической проницаемости как указано выше. При этом для статической магнитной проницаемости включений получено значение $\mu_{вкл,ст}$=19. Таким образом, теория Оделевского, не учитывающая распределение включений в КМ по формам, хорошо описывает концентрационные зависимости материальных параметров КМ.

Используя подход, описанный выше, используем (3.32) для анализа частотных зависимостей магнитной проницаемости. Уравнения для поиска неизвестных параметров могут быть решены численно при $\mu_{вкл,ст}$ ≥18,5. При меньших значениях $\mu_{вкл,ст}$ для некоторых из концентраций получается s_2>1, что не имеет физического смысла. Для более высоких значений $\mu_{вкл,ст}$ существует физичное решение для всех концентраций: может быть найдено значение s_1 настолько низкое, чтобы описать полученную экспериментально разницу между приведёнными статическими значениями диэлектрической и магнитной проницаемости.

Рисунок 3.22 показывает частотную зависимость собственной магнитной проницаемости включений, найденную описанным выше методом при $\mu_{вкл,ст}$ =19 (значение, полученное из концентрационной зависимости квазистатической магнитной проницаемости) и $\mu_{вкл,ст}$=27 (значение, полученное при минимизации расхождения по частотным зависимостям магнитной проницаемости). Для каждой из этих зависимостей показаны две линии, которые соответствуют нижней и верхней границам интервала ошибок, полученных при усреднении данных для различных p. Этот интервал ошибок достаточно узок для обоих использованных значений собственной магнитной проницаемости.

Для того чтобы выявить погрешность восстановления собственной магнитной проницаемости включений, мы усреднили значения собственной проницаемости, найденные из данных для четырёх рассматриваемых образцов КМ, и пересчитали это среднее опять в эффективную магнитную проницаемость КМ с использованием спектральной функции, определённой для каждой концентрации. Различие между результатом этой процедуры и измеренной частотной зависимостью проницаемости характеризует корректность полученных значений собственной магнитной проницаемости. Сравнение этих двух величин показано на рис. 3.23. для $\mu_{вкл,ст}$=27,

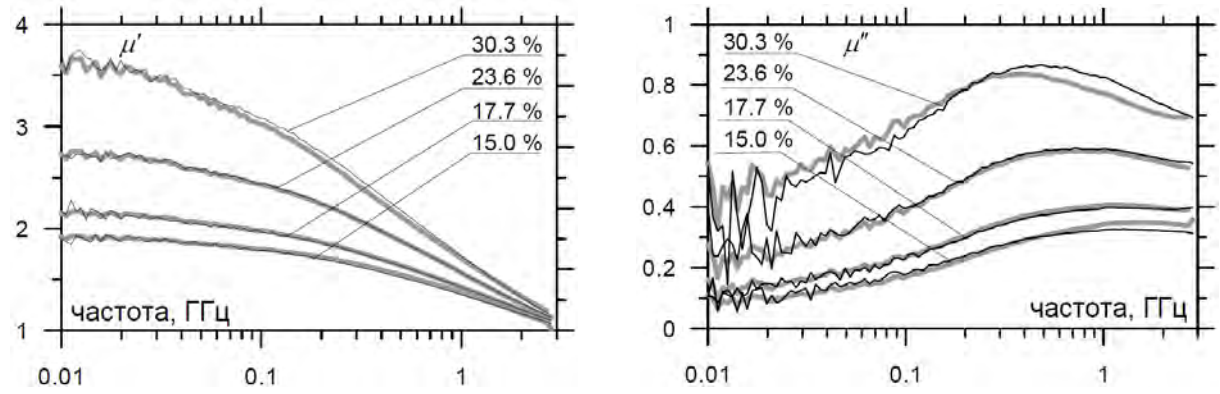


Рисунок 3.23 – Сравнение между измеренными частотными зависимостями магнитной проницаемости КМ (черные линии) и результатом, полученным из спектральной функции (3.32) при $\mu_{\text{вкл,ст}}$ =27 (серые линии)

когда среднеквадратичное расхождение между измеренными и восстановленными значениями оказалось наименьшим. Даже при этом расхождение между двумя кривыми ясно видно из рисунка. Так как рассчитанная кривая является результатом усреднения данных для всех p, то согласие для промежуточных значений концентраций, 17,7 и 23,6%, достаточно хорошее. Для наибольшей и наименьшей концентраций наблюдается сильное расхождение в положении пиков потерь. Следовательно, спектральная функция (3.32) приводит к заметно более быстрому НЧ сдвигу пика магнитных потерь, чем это наблюдается в эксперименте. Для других значений $\mu_{\text{вкл,ст}}$ это расхождение ещё более заметно. Следовательно, теория, не учитывающая разброс форм-факторов включений, не обеспечивает согласие с экспериментом в отношении частотных зависимостей магнитной проницаемости.

Случай наличия разброса форм-факторов включений. Для учёта конечной ширины пика спектральной функции используем теорию ГФ (3.21). Отметим, что влияние критических индексов Y и Y', входящих в (3.21), существенно лишь в непосредственной близости от порога протекания. КМ с $p \sim p_c$, редко используют в технике СВЧ из-за нестабильности их параметров [370]. По этой причине будем считать, что оба критических индекса равны 1/2, так же, как в ТЭС. Это приводит к записи спектральной функции в виде

$$b(s) = \begin{cases} \dfrac{K_0\sqrt{(s-s_1)(s_2-s)}}{ps}, & s_1 < s < s_2 \\ 0, \qquad s < s_1 \quad \text{или} \quad s > s_2 \end{cases} \tag{3.33}$$

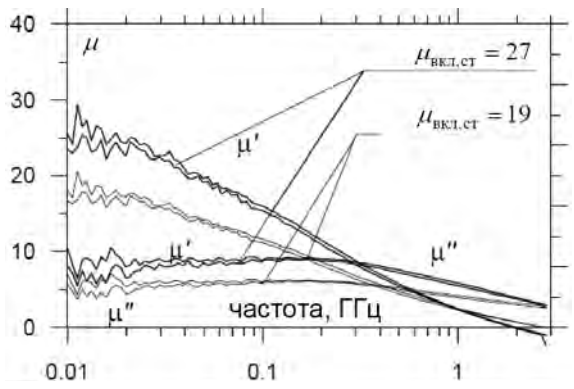


Рисунок 3.22 – Усреднённые частотные зависимости собственной магнитной проницаемости включений, восстановленные при помощи спектральной функции (3.32) в предположении $\mu_{\text{вкл,ст}}$=19 и $\mu_{\text{вкл,ст}}$=27. Двойные линии показывают среднеквадратичный разброс результатов

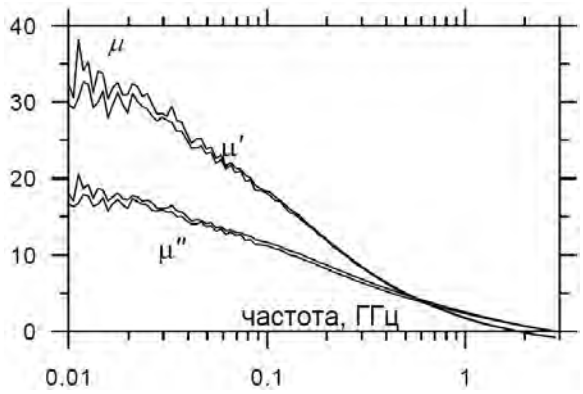


Рисунок 3.24 – Усреднённые частотные зависимости собственной магнитной проницаемости включений, восстановленные при помощи спектральной функции (3.33). Двойные линии показывают среднеквадратичный разброс результатов

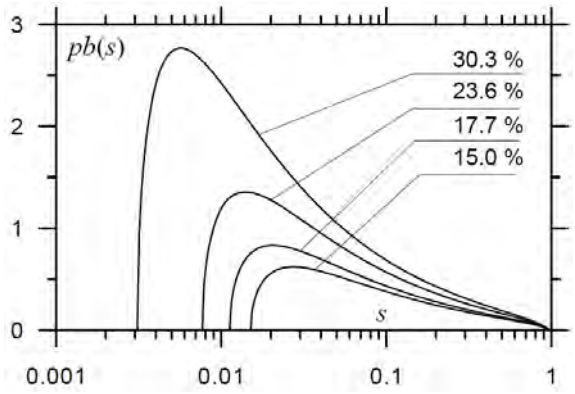


Рисунок 3.25 – Спектральные функции вида (3.33), полученные для исследованных образцов КМ

вместо (3.21). Спектральная функция (3.33) включает в себя три параметра K_0, s_1 и s_2, которые можно оптимизировать для получения согласия с экспериментом. Следовательно, при анализе этого случая нет необходимости вводить предположение о статическом значении собственной магнитной проницаемости, как в предыдущем случае: после нахождения неизвестных параметров с использованием правила сумм и статического значения диэлектрической проницаемости, просто проверим согласие между теорией и экспериментом, так же, как это было сделано выше.

Полученные результаты представлены на рис. 3.24–3.26. На рис. 3.24 показана частотная зависимость собственной магнитной проницаемости включений с интервалом ошибок, найденная тем же методом, что и данные на рис. 3.22. Видно, что расхождение между значениями собственной проницаемости, определёнными из данных для различных p, опять мало. Несмотря на то, что значения статической магнитной проницаемости включений не были заданы при расчёте, в отличие от предыдущего случая, их значения близки между собой. Это свидетельствует о том, что спектральная функция (3.33) правильно характеризует морфологию исследуемых КМ. Значения собственной магнитной проницаемости включений и её частотная зависимость близки к результату, полученному в предыдущем случае, без учёта конечной ширины пика спектральной функции. Можно предположить, что восстановленная собственная магнитная проницаемость включений слабо чувствительна к представлению спектральной функции, при условии, что параметры этого представления выбраны оптимальным образом.

Рисунок 3.25 показывает вид спектральных функций, полученных при параметризации (3.33) для различных концентраций включений. С ростом концентрации пик спектральной функции становится шире, что свидетельствует о значительном вкладе взаимодействия между включениями в эффективные материальные параметры. С другой стороны, спектральная функция имеет достаточно большую ширину и при наименьшей концентрации включений. Это указывает на значительный вклад в эффективные материальные параметры от неоднородной морфологии КМ, например, от разброса форм-факторов включений.

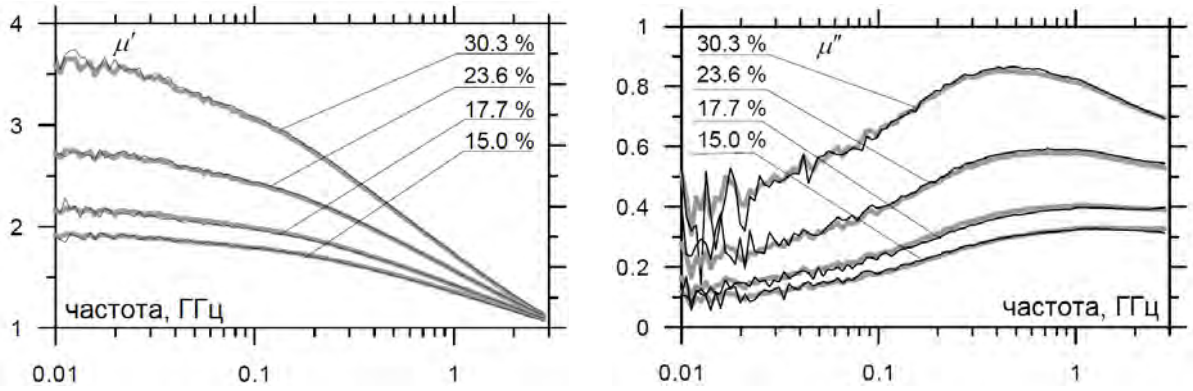


Рисунок 3.26 – Сравнение между измеренными частотными зависимостями магнитной проницаемости КМ (черные линии) и результатом, полученным при помощи спектральной функции (3.33) (серые линии)

На рис. 3.26 показаны частотные зависимости эффективной магнитной проницаемости КМ, рассчитанные на основе усреднённой по концентрациям собственной проницаемости включений и полученных спектральных функций, так же, как это было сделано на рис. 3.23. Видно, что измеренные и теоретические кривые прекрасно согласуются. Таким образом, теория, учитывающая конечную ширину пика спектральной функции, позволяет получить прекрасное описание зависимости материальных параметров не только от концентрации, но и от частоты.

Отметим, что необходимость учёта разброса форм-факторов включений следует уже из значения эффективного форм-фактора, 0,18, найденного из аппроксимации статической диэлектрической проницаемости формулой Оделевского. Отличие форм-фактора от 1/3 означает, что форма частиц заметно отличается от сферической, и при произвольной ориентации включений в КМ такой разброс действительно должен наблюдаться.

Форма спектральной функции, полученная в этом пункте, на первый взгляд, находится в противоречии с наблюдаемой при высокой концентрации частотной дисперсией СВЧ диэлектрической проницаемости. Присутствие дисперсии указывает на ненулевые значения спектральной функции при очень низких значениях аргумента, что должно было бы существенно повлиять на полученные результаты. Однако наиболее вероятной причиной наличия такой дисперсии является проводимость кластеров, см. раздел 4. По мере того, как концентрация включений приближается к порогу протекания, в КМ возникают большие кластеры включений. Частоты, на которых возникает область частотной дисперсии диэлектрической проницаемости, связанная с кластерами, определяется эффективными ёмкостью и проводимостью кластера. Сопротивление кластера должно определяться, в основном, сопротивлением неидеальных контактов между соприкасающимися включениями, составляющими кластер. Это сопротивление, как правило, существенно выше сопротивления самих проводящих частиц. По этой причине, область частотной дисперсии в реальных КМ располагается на гораздо более низких частотах, чем это можно было бы ожидать в кластере с той же геометрией, но с идеальными контактами между частицами. Так как этот сдвиг связан с сопротивлением контактов, он не описывается теориями двухкомпонентных КМ, в т.ч. спектральной теорией. С другой стороны, проводимость контактов не сказывается на статических диэлек-

трических свойствах КМ при условии, что концентрация включений ниже порога протекания. Следовательно, наличие частотной дисперсии диэлектрической проницаемости не изменяет сделанные выше выводы.

Необходимо также отметить, что значения собственной магнитной проницаемости, полученные выше для исследуемых материалов при помощи различных методов, достаточно близки друг к другу, различаясь не более, чем в два раза. Это, также как и подразделе 3.4, является следствием малого контраста проницаемости включений и большой ширины линии магнитного поглощения. Важным отличием случая учета конечной ширины спектральной функции, следующим из постулированного там согласия между ней и теорией ЛЛЛ, является то, что в нем константа Аше КМ пропорциональна концентрации, в отличие от теорий МГ и Оделевского.

Аналитическая формулировка теории, учитывающей разброс форм-факторов включений. Выше экспериментальные данные были обработаны численными методами. При этом показано, что статические концентрационные зависимости диэлектрической проницаемости подчиняются формуле Оделевского (3.19). Оказалось, что использование этой зависимости позволяет получить простую аналитическую формулировку формулы смешения, описывающей полученные выше результаты.

Будем проводить рассмотрение, опираясь на ТЭС (3.4). ТЭС отличается от всех остальных формул смешения тем, что она позволяет получить перколяционное поведение эффективной диэлектрической проницаемости в смеси металл-диэлектрик. Формальная причина для возникновения порога протекания, p_c, заключается в том, что ТЭС приводит к квадратному уравнению для эффективной диэлектрической проницаемости. При концентрациях проводящих включений ниже и выше p_c в соответствии с физическими правилами отбора должны быть выбраны разные решения уравнения. При этом, порог протекания в ТЭС строго равен 1/3, точно так же, как и эффективный форм-фактор $N_{эфф}$. Таким образом, ТЭС не даёт возможности подгонки этих параметров без нарушения согласия с предельным случаем, задаваемым формулой смешения ЛЛЛ, что, в свою очередь, может приводить к погрешностям в описании частотных зависимостей эффективной восприимчивости.

Для устранения этого недостатка, теория ГФ (3.21) вводит предположение о том, что спектральная функция имеет ту же форму, что и в ТЭС, но с пятью эмпирическими параметрами. Это позволяет получать хорошее согласие с результатами измерений СВЧ диэлектрической проницаемости КМ. Целью настоящего пункта является получение простой аналитической формулировки для теории ГФ. При этом по причинам, описанным в предыдущем пункте, в дальнейшем рассмотрении использованы значения критических индексов, равные 1/2, что снижает количество эмпирических параметров до трёх.

Так же, как и в ТЭС, будем искать приведённую эффективную восприимчивость КМ в виде общего решения,

$$\chi_{\text{эфф}} = K_1\left(K_2 + \chi_{\text{вкл}} \pm \sqrt{\left(\chi_{\text{вкл}} - K_3\right)^2 - K_4}\right), \tag{3.34}$$

квадратного уравнения, записанного относительно $\chi_{\text{эфф}}$ и включающее $\chi_{\text{вкл}}$ в качестве параметра.

Восприимчивость включений $\chi_{\text{вкл}}$ входит в правую часть (3.34) таким образом, чтобы при бесконечно большом значении $\chi_{\text{вкл}}$ могло быть получено конечное значение $\chi_{\text{эфф}}$. Следовательно, (3.34) может описать диэлектрическую проницаемость смеси металл-диэлектрик ниже p_c. Величины K_1, K_2, K_3 и K_4 являются неизвестными параметрами, зависящими от концентрации включений p. Как показано ниже, они могут быть найдены из асимптотического поведения эффективной восприимчивости КМ.

Так как формула смешения ЛЛЛ является точным результатом при $\chi_{\text{вкл}}\to 0$, то предельное поведение уравнения (3.34) при $\chi_{\text{вкл}}\to 0$ должно согласовываться с (3.5); это требование эквивалентно требованию подчинения спектральной функции рассматриваемой формулы смешения правилам сумм (3.12). Такое асимптотическое поведение должно выполняться при любой концентрации включений p, что даёт два уравнения для определения двух из четырёх неизвестных K_1, K_2, K_3 и K_4. Два других неизвестных параметра могут быть определены из асимптотического поведения при больших восприимчивостей включений, $\chi_{\text{вкл}}\to\infty$. Поскольку уравнение Оделевского (3.19) во многих случаях, как известно, обеспечивают хорошее согласие с данными измерений, логично потребовать согласия асимптотического поведения рассматриваемой формулы смешения с этим уравнением при $\chi_{\text{вкл}}\to\infty$. Это требование предоставляет возможность нахождения остальных двух неизвестных в зависимости от p, N_0 и p_{c}. Следовательно, все четыре неизвестных параметра можно найти однозначно:

$$K_1 = -\frac{DN_{\text{эфф}}\, p\left(p_{\text{c}} - p\right)}{2\left(p_{\text{c}}(1-p) - DN_{\text{эфф}}\left(p_{\text{c}} - p\right)\right)}, \qquad K_2 = \frac{p_{\text{c}}}{N_{\text{эфф}}\left(p_{\text{c}} - p\right)},$$

$$K_3 = \frac{p_c\left(N_{\text{эфф}}\, d\left(p_{\text{c}} - p\right) - 2\, p_{\text{c}}\left(1-p\right)\right)}{N_{\text{эфф}}^2 D\left(p_{\text{c}} - p\right)^2},\ K_4 = -\frac{4(1-p)p_{\text{c}}{}^3\left(N_{\text{эфф}} D\left(p_{\text{c}} - p\right) - p_{\text{c}}\left(1-p\right)\right)}{N_{\text{эфф}}^4 D^2\left(p_{\text{c}} - p\right)^4} \tag{3.35}$$

Подстановка (5.38) в (5.37) и построение квадратного уравнения даёт

$$\left(1-p\right) p_c\, \chi_{\text{эфф}}{}^2 - D\left(p\chi_{\text{вкл}} - \chi_{\text{эфф}}\right)\left(p\left(p_c + N_{\text{эфф}}\chi_{\text{эфф}}\right) - N_{\text{эфф}}\, p_c \chi_{\text{эфф}}\right) = 0 \tag{3.36}$$

или

$$p\,\frac{\chi_{\text{вкл}}}{\chi_{\text{эфф}}} + \frac{1-p}{DpN_{\text{эфф}}}\,\frac{1}{1/p - 1/p_{\text{c}} - 1/N_{\text{эфф}}/\chi_{\text{эфф}}} = 1^{\#} \tag{3.37}$$

Уравнения (3.36) и (3.37) согласуются с формулой смешения ЛЛЛ (5.5) при $\chi_{\text{вкл}}\to 0$ и позволяют получить концентрационные зависимости статической диэлектрической проницаемости в виде (5.27) с двумя эмпирическими параметрами, $N_{\text{эфф}}$ и p_c, которые могут быть использованы для достижения хорошего количественного согласия между

[#] в [570] в этой формуле допущена опечатка в первом слагаемом в левой части

экспериментальными данными и теорией. Для КМ, содержащих проводящие ФМ включения, значения эмпирических параметров могут быть найдены из измеренных зависимостей эффективной статической диэлектрической проницаемости от p.

Спектральные функции, соответствующей формуле (3.37) записывается в виде (3.33), где значения коэффициентов K_0, s_1 и s_2 могут быть найдены при помощи стандартных процедур, см., напр., [266]. Соответствующие выражения громоздки и здесь не приводятся. Границы применимости предлагаемой формулы смешения следуют из условия $0 \leq (s_1, s_2) \leq 1$. Смысл этого условия состоит в том, что формулы смешения должны преобразовывать положительные и вещественные значения собственной восприимчивости включений в положительные и вещественные (без потерь) эффективные восприимчивости КМ. С точки зрения развитого здесь подхода это означает, что выражение под квадратным корнем в уравнении (5.37), $(\chi_{\text{вкл}}-K_3)^2-K_4$, должно быть неотрицательно при любом $0<p<1$. Отсюда границы применимости развитой теории можно получить в виде неравенств на значения $N_{\text{эфф}}$ и p_c:

$$\begin{gathered} \sqrt{4/D}-1 < N_{\text{эфф}} < 1/D, \\ \frac{1}{2}\left(DN_{\text{эфф}}\left(1+N_{\text{эфф}}\right)-N_{\text{эфф}}\sqrt{D}\sqrt{D(1+N_{\text{эфф}})^2-4}\right) < p_{\text{c}} < 1. \end{gathered} \tag{3.38}$$

При $D=3$, неравенства (3.38) переходят в $0{,}1547<N_{\text{эфф}}<0{,}333$, $p_c>0{,}268$ при $N_{\text{эфф}}=0{,}1547$ и $p_c>1/3$ при $N_{\text{эфф}}=1/3$.

При $N_{\text{эфф}}=1/3$ и $p_c=1/3$ уравнения (3.36) и (3.37) переходят в формулу смешения ТЭС (3.4). При $N_{\text{эфф}}=1/3$ и $p_c=1$, уравнения переходят в формулу МГ (3.2). Таким образом, предлагаемая формула смешения объединяет ТЭС и МГ в единое уравнение. Для значений $N_{\text{эфф}}$ и p_c, отличающихся от указанных выше, получаются другие формулы смешения, что предоставляет широкие возможности для описания результатов измерения эффективных восприимчивостей КМ. В большинстве случаев получаемые формулы смешивания характеризуются конечной шириной пика спектральной функции, $N_1<N_2$, даже при $p\to 0$, что соответствует распределению частиц включений в КМ по форме. Эффективный учёт распределения включений по форме приводит к тому, что уравнения (3.36) и (3.37) не выражаются в терминах поляризуемости частиц, в отличие от большинства формул смешения.

При $p=1$, предложенная формула смешения даёт $\chi_{\text{эфф}}=\chi_{\text{вкл}}$. Таким образом, разработанная теория может быть использована также и выше порога протекания, так же, как и ТЭС.

3.6 Композитные материалы на основе тонких ферромагнитных плёнок[#]

Для рассмотренных радиофизических приложений, в которых требуются материалы с высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости, обычно применяют КМ, содержащие включения пластинчатой формы [27, 421, 453, 677] или спечённые гексагональные ферриты [97, 118, 170, 288]; в ряде работ для ВЧ применений предложены КМ с магнитными микропроводами [284, 433, 648]. Как следует из рассмотрения выше, ФМ плёнки также весьма перспективны для таких применений: они обладают высокой намагниченностью насыщения и значением константы Аше, близким к предельному.

КМ (ламинаты) на основе ФМ плёнок имеют ряд преимуществ перед обычными КМ: в них отсутствует уширение пика потерь вследствие неоднородности, они отличаются простотой изготовления, более низким удельным весом, легко поддаются обработке. Поэтому они вполне могут занять нишу в тех приложениях, где требуется высокая НЧ (на частотах порядка 100 МГц) магнитная проницаемость. Разработка и экспериментальное исследование возможности технических применений таких материалов описана ниже.

Использование магнитных материалов в качестве подложек полосковых антенн. Рассмотрим требования к характеристикам магнитных материалов, используемых в качестве подложек антенн. Согласно (2.39), основным требованием является наличие высокой магнитной проницаемости материала на рабочей частоте антенны. В качестве таких материалов часто рассматривают гексагональные ферриты, в которых, как показано в подразделе 2.1, выполняется закон Аше. При этом типичные значения K_A не превышают величин порядка 100–200 ГГц^2, см. подраздел 3.4. Это означает, что при положении частоты ФМР в СВЧ диапазоне статическая магнитная проницаемость может принимать величины порядка 10–20.

ФМ плёнки с ОЛН, лежащей в плоскости плёнки, характеризуются существенно более высокими значениями K_A в силу более высокой намагниченности насыщения. Например, для железа K_A=3600 ГГц^2. Однако, как показано в подразделе 2.4, с увеличением толщины ФМ плёнки её СВЧ магнитные свойства быстро ухудшаются. Для однослойной плёнки её толщина не должна превышать 0,3 мкм; при толщине подложки 10 мкм это даёт объёмное содержание магнитной фазы в материале подложки 3%. Константа Аше в неоднородном материале пропорциональна объёмному содержанию магнитной фазы, откуда получаем для объёмного материала K_A=120 ГГц^2, что близко к значениям, характерным для спечённых гексагональных ферритов. Если на одной подложке расположены несколько ФМ слоев, то объёмная концентрация ФМ фазы возрастает приблизительно пропорционально количеству слоев. Потенциально метод изготовления магнитных КМ в виде ламинатов ФМ плёнок позволяет получить значения СВЧ магнитной проницаемости, недостижимые в других материалах.

[#] Материал подраздела опубликован в статьях [322, 324, 342]. Работа по ламинатам на основе плёнок Fe выполнена в сотрудничестве с исследовательской группой под рук. С.А. Третьякова, университет Аальто, Хельсинки, Финляндия.

Во многих других отношениях ламинаты ФМ плёнок имеют преимущество перед спечёнными ферритами. Ферриты, как и все керамические материалы, плохо поддаются механической обработке. Ламинаты состоят, в основном, из полимерной плёнки, поэтому их легко обрабатывать для получения нужной формы. Ферриты имеют удельный вес порядка 5 г/см^3, ламинаты на основе полимерной плёнки – порядка 2–3 г/см^3. Для НЧ антенн, где объём подложки может составлять десятки кубических сантиметров, эта разница важна. Ферриты имеют высокую диэлектрическую проницаемость (15 и выше, см. подраздел 3.4), что, как следует из (2.39), приводит к снижению широкополосности полосковых антенн. Для ламинатов из проводящих ФМ плёнок диэлектрическая проницаемость анизотропна, причем её компонента, перпендикулярная плоскости плёнки и, как ясно из геометрии задачи, вносящая определяющий вклад в электродинамические параметры системы, близка к диэлектрической проницаемости подложки, т.е. величине порядка 2–2,5. Для устранения недостатков, присущих спечённым ферритам, могут быть использованы КМ с наполнением порошком феррита, но в этом случае магнитная проницаемость резко снижается.

С другой стороны, ламинаты на основе ФМ плёнок требуют применения более сложной технологии изготовления и, следовательно, имеют более высокую стоимость. Кроме того, они проявляют сквозную проводимость в направлении вдоль плоскости плёнок. Вследствие наличия искажений структуры электрического поля на краях полосковой антенны, это может привести к эффективному увеличению тангенса угла диэлектрических потерь. Для снижения этого эффекта можно использовать в качестве магнитодиэлектрической подложки антенны образец ламината, имеющий размер немного меньше по сравнению с полоском антенны, так, чтобы подложка не доходила до краев полоска на расстояние порядка высоты полоска над землей. Также могут быть использованы структурированные плёнки, в которых линии тока перерезаны.

Другим требованием к материалу для магнитодиэлектрической подложки антенны является малость потерь энергии в ней. Для этого материал должен иметь частоту ФМР много выше, чем рабочая частота антенны и высокую добротность ФМР. Большинство практических ФМ материалов имеют достаточно низкую добротность ФМР, в основном за счёт неоднородности материала. Магнитные потери приводят к снижению эффективности излучения. Если частотная зависимость магнитной проницаемости ФМ материала подчиняется лоренцеву закону частотной дисперсии с единственным пиком потерь (2.21) и рабочая частота антенны f много ниже частоты ФМР $f_{\text{рез}}$, то тангенс потерь магнитного материала может быть записан в виде

$$\operatorname{tg}\delta_\mu(f)=\left(1-\frac{1}{\mu_{\text{ст}}}\right)\frac{f}{f_{\text{рел}}}. \tag{3.39}$$

КПД антенны превышает 50%, если

$$\operatorname{tg}\delta_\mu < \frac{1}{Q_{\text{изл}}}\frac{1-\eta_{\text{изл}}}{\eta_{\text{изл}}}, \tag{3.40}$$

где Q – полная добротность антенны,

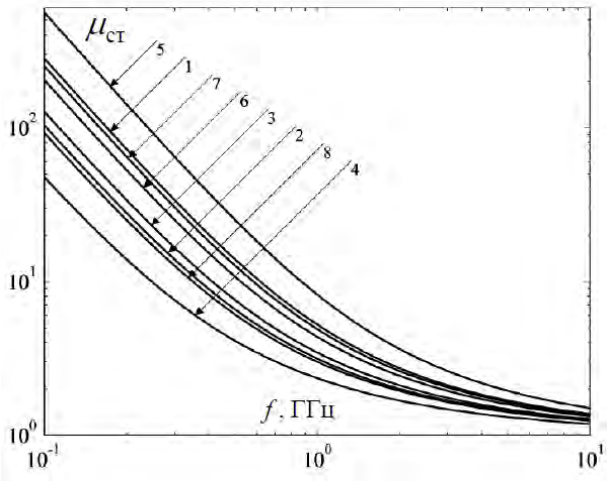


Рисунок 3.27 – Расчёт значений статической магнитной проницаемости, которые могут быть получены в соответствии с (2.75), в зависимости от рабочей частоты антенны

Таблица 3.2 – Параметры расчёта для различных кривых на рис. 3.27.

Кривая №	K_A	$f_{рез}/f_{рел}$	Q
1	100	0,3	20
3	100	0,3	30
5	200	0,3	20
7	200	0,3	30

Кривая №	K_A	$f_{рез}/f_{рел}$	Q
2	100	0,5	20
4	100	0,5	30
6	200	0,5	20
8	200	0,5	30

$$\frac{1}{Q} = \tan\delta_{\text{м}} + \tan\delta_{\text{э}} + \frac{1}{Q_{\text{изл}}}, \tag{3.41}$$

Получаемая из добротности излучения $Q_{\text{изл}}$ с учётом диэлектрических и магнитных потерь в материале подложки, $\eta_{\text{изл}}$ – эффективность излучения антенны, равная отношению полной добротности антенны к её добротности излучения. Сопоставляя (3.39) и (3.40) с законом Аше (2.14), легко получить, что при наличии магнитного материала, используемого в качестве подложки антенны, можно достичь значения КПД антенны K_η, если для $f_{\text{рез}}$ выполнено неравенство

$$f_{\text{рез}} > \frac{-2\cdot 3^{1/3} K_A + 2^{1/3}\left(9K_AK_\eta + \sqrt{3}K_A\sqrt{4K_A + 27K_\eta^{\,2}}\right)^{2/3}}{6^{2/3}\left(9K_AK_\eta + \sqrt{3}K_A\sqrt{4K_A + 27K_\eta^{\,2}}\right)^{1/3}}, \tag{3.42}$$

где

$$K_\eta = f\,Q\,\frac{f_{\text{рез}}}{f_{\text{рел}}}\,\frac{1-\eta_{\text{изл}}}{\eta_{\text{изл}}}. \tag{3.43}$$

На рис. 3.27 приведён расчёт значений статической магнитной проницаемости, которые могут быть получены в соответствии с (3.41), в зависимости от рабочей частоты антенны. Значения K_A, $f_{рез}/f_{рел}$ и Q, использованные при расчёте, даны в табл. 3.2. Из рисунка видно, что допустимые значения статической магнитной проницаемости резко снижаются с ростом рабочей частоты антенны. Использование реалистичных значений приводит к тому, что предельные значения магнитной проницаемости приближаются к единице уже на частотах 2–3 ГГц. Для антенн, работающих в диапазоне СВЧ, выигрыш в широкополосности, получаемый при использовании магнитодиэлектрической подложки, становится незначительным. Таким образом, магнитные

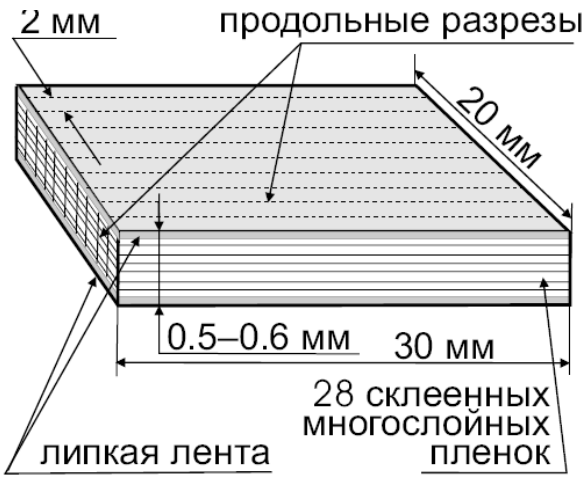


Рисунок 3.28 – Схема образца магнитного материала на основе многослойных плёнок железа

материалы могут быть использованы при разработке антенн для портативных ТВ приемников и, возможно, сотовых телефонов, но не для беспроводных систем связи типа Bluetooth.

Заметим, что НЧ потери в магнитных материалах могут быть как выше, так и ниже оценки, полученной из лоренцева дисперсионного закона. Повышение потерь может происходить за счёт наличия дополнительных механизмов НЧ потерь, см., напр., [589]; снижение может наблюдаться из-за того, что материал подчиняется не (2.21), а закону частотной дисперсии ЛЛГ, см. подраздел 2.3. Принципиальные ограничения на значения добротности ФМР не известны. В реальных образцах потери зависят от неоднородности образца, магнитной структуры и других факторов. Большая часть опубликованных экспериментальных данных по размагниченным поликристаллическим образцам магнитных материалов описывает достаточно размытые частотные зависимости магнитной проницаемости, связанные с ФМР. Однако, достаточно низкие значения отношения $f_{рез}/f_{рел}$, порядка 0,2, наблюдались как в ФМ плёнках [88, 716], так и в ферритах [170]. Это и послужило основанием для использования таких значений этого отношения при расчёте данных для рис. 3.27.

Магнитный КМ на основе Fe для использования в качестве подложки полосковой антенны. Образцы магнитного КМ были изготовлены из многослойных плёнок Fe–N, свойства которых описаны в подразделе 2.4. Каждая плёнка состояла из пяти ФМ слоев толщиной 0,07 мкм каждый, нанесённых на каждую из сторон лавсановой плёнки толщиной 12 мкм, что в сумме составляло десять слоев на каждой подложке. Слои железа были отделены друг от друга прослойками SiO_2 толщиной 0,07 мкм.

Для изготовления из многослойных плёнок образца КМ, плёнки складывали вместе, склеивали полимерным клеем и сушили под прессом. Были изготовлены образцы магнитного КМ размером 30 мм×20 мм×0,5 мм, каждый из которых состоял из 28 многослойных плёнок, сложенных в стопку и склеенных друг с другом. Магнитные свойства многослойных плёнок были изотропны в плоскости плёнки. Толщина слоев клея была около 5 мкм.

Схема образца приведена на рис. 3.28. При измерении свойств таких образцов полосковым методом выяснено, что магнитная проницаемость на частоте 500 МГц приблизительно вдвое ниже величины, рассчитанной исходя из количества и измеренной магнитной проницае-

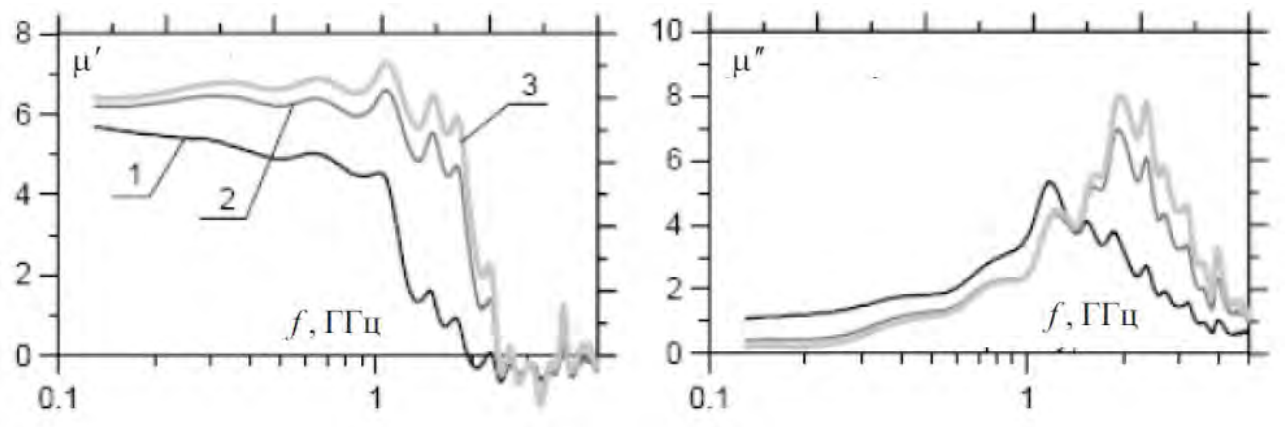


Рисунок 3.29 – Влияние продольного разреза склеенного образца на частотную зависимость его магнитной проницаемости, измеренной полосковым методом. Кривые 1 соответствуют неразрезанному образцу размером 0,2×23×27 мм^3; кривые 2 – тот же образец, разрезанный на четыре части шириной 5,75 мм; кривые 3 – тот же образец, разрезанный на восемь частей шириной 2,9 мм. Для обоих разрезанных образцов разрезы параллельны вектору магнитного поля в полосковой ячейке; разрезанные куски скреплены липкой лентой, как объяснено в тексте.

мости плёнок, из которых собран образец, а тангенс угла магнитных потерь – приблизительно вдвое выше. Таким образом, ВЧ магнитные свойства плёнок Fe ухудшаются при склеивании. Наиболее вероятной причиной этого может являться дополнительное механическое сжатие, возникающее в клеевом слое в процессе его полимеризации. Это подтверждается обнаруженной зависимостью магнитной проницаемости склеенных образцов от их размера. Например, при разрезании образца, размером 30x10 мм^2, на полоски шириной 2 мм измеренная действительная часть магнитной проницаемости возросла приблизительно в 1,5 раза, а мнимая часть практически не изменилась. Это согласуется с гипотезой о роли магнитоупругого эффекта в наблюдаемом явлении, т.к. механические напряжения в склеенном образце падают до нуля к его краям, а в узкой полоске удельная доля краевых областей выше, чем в широкой.

Для сохранения величин магнитной проницаемости и тангенса потерь склеенные образцы были разрезаны на полоски шириной 2 мм, сложены вместе и скреплены двумя слоями липкой ленты, как показано на рис. 3.28. Влияние таких разрезов на магнитную проницаемость образца проиллюстрировано рис. 3.29. Толщина слоя липкой ленты составляла около 40 мкм, поэтому общая толщина полученных таким образом образцов лежала в пределах от 0,5 до 0,6 мм. Концентрация магнитной фазы в образце составляла около 3,5 %.

Таблица 3.3 – Результаты измерения магнитной проницаемости изготовленных образцов

№	μ'	tgδ_μ (f=0,5 ГГц)	d, мм
640-2	5,0	0,08	0,55
640-1	4,8	0,09	0,59
639	5,0	0,.08	0,52
639-640	5,0	0,08	0,53
637	4,8	0,08	0,55

№	μ'	tgδ_μ (f=0,5 ГГц)	d, мм
575	4,6	0,08	0,60
638-2	5,0	0,08	0,56
641	5,4	0,09	0,51
639-2	5,1	0,09	0,52
639-640	5,3	0,09	0,50

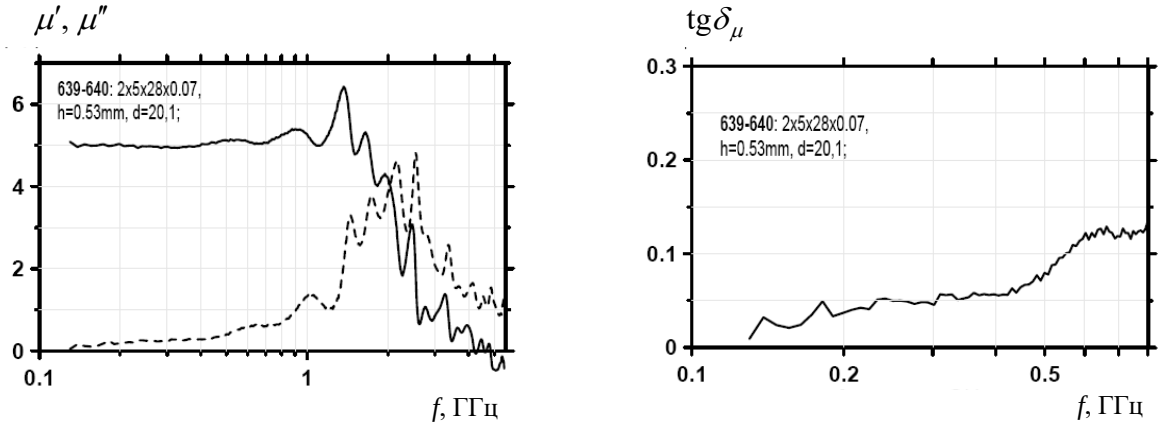


Рисунок 3.30 – Измеренная частотная зависимость магнитной проницаемости (слева; сплошная линия – действительная часть, пунктир – мнимая часть) и тангенса угла магнитных потерь (справа) действительной для образца № 4 из таблицы 3.3

Измерение магнитной проницаемости было проведено при помощи полоскового метода в диапазоне частот от 0,13 до 5 ГГц. Полученные частотные зависимости магнитной проницаемости для одного из образцов показаны на рис. 2.33 слева. Справа на рисунке показана частотная зависимость тангенса угла магнитных потерь, построенная по измеренным данным в диапазоне от 0,1 до 0,8 ГГц. Статическое значение магнитной проницаемости, величина тангенса угла магнитных потерь на частоте 500 МГц и толщина образца даны для всех образцов в табл. 3.3.

Измеренные частотные зависимости обнаруживают волнообразную погрешность вследствие применения неполной калибровочной процедуры, см. подраздел 1.3. Так как частота, для которой находили тангенс угла потерь, 500 МГЦ, лежит приблизительно посередине между минимумом волны на 400−450 МГц и максимумом на 600 МГц, можно ожидать, что значения, приведённые в таблице, не содержат значительной погрешности измерения.

Различие в магнитных свойствах образцов связано с различиями в процессе склеивания (различие в толщине клея, возможное наличие воздушных пузырей и т.д.) и возможным различием в магнитных свойств отдельных плёнок, например, вследствие старения мишени для напыления. Однако, как видно из табл. 3.3, различие между свойствами отдельных образцов невелико: оно не превышает 15% по значениям статической магнитной проницаемости, 6% по значениям тангенса угла магнитных потерь и 10% по толщине.

Полосковый метод не позволяет проводить измерения магнитной проницаемости в направлении, параллельном короткой стороне образца, поскольку в этом случае ширина образца оказывается слишком велика и измерительная погрешность резко возрастает. Оценки магнитной анизотропии в плоскости образцов были сделаны следующим образом. Во-первых, так как образцы были изготовлены из изотропных плёнок, анизотропия может возникнуть только вследствие разрезания образца. Однако, как было проверено, магнитная проницаемость не зависит от направления разрезания образца: образцы с поперечными и продольным разрезами имели одинаковую магнитную проницаемость. Отсюда можно сделать вывод, что магнитные свойства в плоскости образца изотропны.

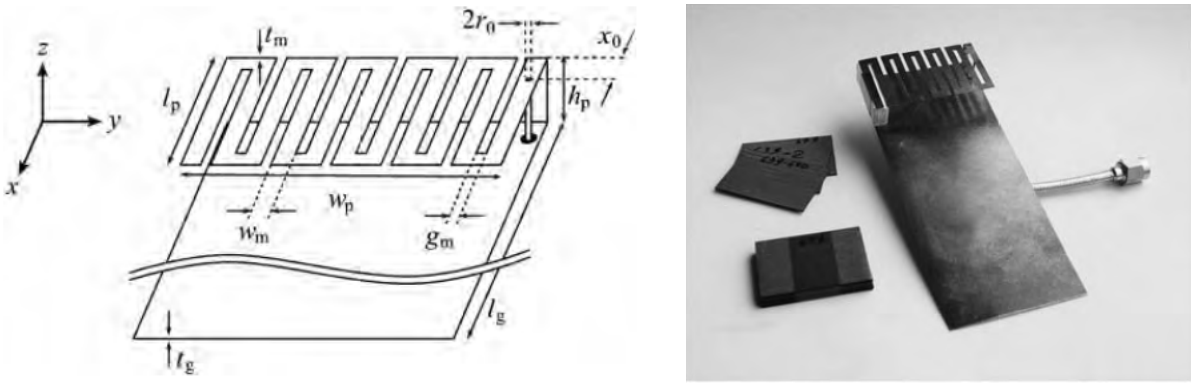


Рисунок 3.31 – Антенна, использованная для проведения исследования: *а* – схема, *б* – внешний вид. Слева на фотографии *б* показаны изготовленные образцы магнитодиэлектрика

Полосковый метод не позволяет также определить диэлектрическую проницаемость образца. Поэтому диэлектрическая проницаемость в направлении поперёк плоскости плёнки была оценена на основании данных коаксиального метода. В коаксиальной линии силовые линии электрического поля направлены поперёк плёнок, составляющих образец-рулон; точно так же направлено электрическое поле в полосковой геометрии. Разница между этими двумя геометриями состоит в различном содержании плёнок, клея и воздушных промежутков. Их относительный вклад легко оценить при помощи приближения Винера для ПСС; проведённые оценки показали, что ожидаемые различия в содержании компонентов образца могут привести только к незначительному изменению эффективной диэлектрической проницаемости.

Следовательно, диэлектрическая проницаемость образцов в направлении поперёк плоскости лежала в пределах 2,3−2,5, что является типичным значением, получаемым при коаксиальных измерениях. В направлении параллельно плоскости образца, образец является проводящим в направлении вдоль его длинной стороны и непроводящим вдоль короткой стороны (вследствие наличия разрезов).

Удельный вес образцов составлял 1,35 г/см^3.

Экспериментальное исследование полосковых антенн с магнитодиэлектрической подложкой. Рассмотрение в подразделе 2.1 было проведено для полосковых антенн. Однако, как показано выше, магнитные потери материала становятся слишком высоки для того, чтобы рабочая частота антенны была расположена в гигагерцовой области частот. Для рабочих частот ниже 1 ГГц обычная полуволновая антенна имеет слишком большой размер для применения в портативных устройствах. Поэтому для экспериментального исследования была использована планарная *F*-образная антенна (*Planar Inverted-F Antenna, PIFA*), резонансный размер которой значительно меньше, чем у полуволнового полоска за счёт изготовления рабочего электрода в форме меандра. Антенна, изготовленная для проведения исследования, показана на рис. 3.31. Антенна имела следующие размеры: ширина полоска и земляного электрода w_p=40 мм; длина полоска l_p=23 мм; высота полоска над земляной платой h_p=726 МГц, т.е., выше частоты, на ко-

торой проводили измерения. Получено, что эффективность излучения антенны без заполнения равна 85%. Для выделения влияния магнитодиэлектрической подложки были проведены сравнительные измерения, в которых антенна заполнялась диэлектрическим материалом (*Rogers RT/duroid 6002*) в таком количестве, чтобы её резонансная частота была равна резонансной частоте антенны с магнитодиэлектрическим заполнением, и проводилось сравнение добротности резонанса.

Измерения показали, что при заполнении антенны магнитодиэлектрическим материалом её добротность снижается по сравнению с заполнением диэлектриком из-за присутствия высоких магнитных потерь. Определение добротности излучения для этих двух случаев не позволило надежно получить количественные характеристики снижения добротности при неединичной магнитной проницаемости. Основной причиной могут быть как погрешность определения собственной добротности излучения, которая может быть достаточно высока вследствие значительных магнитных потерь, не слишком высокого значения магнитной проницаемости и неполного заполнения объёма антенны магнитодиэлектрическим материалом (максимальный объём имевшегося материала составлял около 3600 мм^2, т.е., менее половины внутреннего объёма антенны). Заметим, что формула (2.39) выведена в приближении бесконечно протяжённой подложки. Кроме того, из-за частичного заполнения полости антенны материалом, размагничивание на образце дополнительно снижает эффект магнитной проницаемости подложки на широкополосность антенны. Наличие магнитных потерь также приводит к частотной дисперсии магнитной проницаемости, которая также снижает добротность антенны по сравнению с (2.39) [342].

Таким образом, в проведённом исследовании влияние магнитных потерь доминировало над эффектом расширения рабочей полосы, связанным с наличием магнитодиэлектрической подложки. Более поздние исследования [314, 505, 628] позволили продемонстрировать возможность расширения рабочей полосы частот полосковых антенн при помощи подложек из гексагональных ферритов, обладающих более низкими НЧ магнитными потерями. Например, в [245] описана антенна с подложкой из гексагонального феррита, имеющая рабочий диапазон частот шириной не хуже 8 МГц (на уровне согласования минус 6 дБ) при перестройке рабочей частоты в диапазоне от 470 до 862 МГц, что вполне достаточно для реализации приема дециметровых телевизионных каналов (каждый из которых занимает диапазон 7 МГц) при помощи портативного устройства.

Магнитный КМ на основе плёнок пермаллоя. Ниже представлены результаты разработки и измерения СВЧ магнитной проницаемости ламинированного материала из многослойных плёнок пермаллоя ($Fe_{80}Ni_{20}$), обладающего высоким значением магнитной проницаемости на частотах до 1 ГГц. Материал был изготовлен с использованием плёнок, СВЧ магнитные свойства которых описаны в подразделе 2.5. Изготовление образцов ФМ ламинатов проводили так же, как и для ламинатов на основе железа, описанных выше в этом подразделе, путем

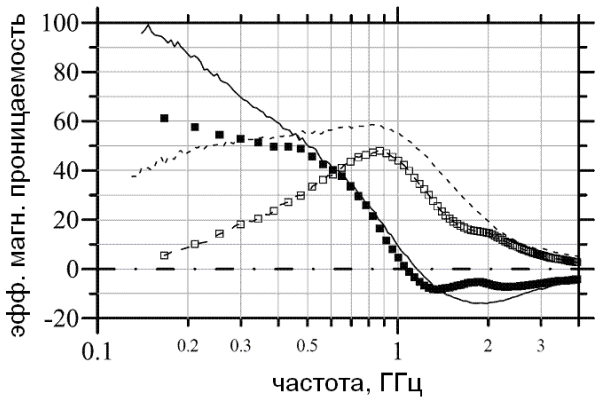


Рисунок 3.32 – Частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости ламината: квадратики – измерение, линии – моделирование на основе измерений в коаксиале. Действительная часть проницаемости – зачернённые символы и сплошные линии, мнимая часть – пустые символы и пунктирные линии

складывания плёнок в стопку размером 5×40 мм^2 и склеивания их между собой акриловым клеем под прессом. Образцы ламината были изготовлены из 20-слойных плёнок, общая высота образца составляла 0,4 мм. Образец склеен так, что его магнитные свойства анизотропны: ОЛН всех плёнок направлены перпендикулярно длинной стороне образца. Объёмная магнитная концентрация пермаллоя в образце составила p=22%, удельный вес – 2,9 г/см^3.

Частотная дисперсия эффективной магнитной проницаемости ламината была измерена в полосковой линии, см. данные на рис. 3.32. Материал имеет статическую проницаемость около 60 и пик магнитных потерь величиной около 50 вблизи 1 ГГц. На частотах ниже 100 МГц тангенс магнитных потерь не превышает 0,1. На графике представлена также приведённая к концентрации 22% магнитная проницаемость исходной 25-слойной плёнки, свойства которой описаны в подразделе 2.5.

На рисунке видно, что склеивание плёнок под прессом привело к исчезновению НЧ пика и снижению параметра затухания; при этом амплитуда и частота ВЧ резонанса не изменились. Для ламината k_A≈0,33, что составляет 2/3 от величины, полученной для исходной плёнки. Следовательно, склеивание отдельных плёнок в ламинированный композитный материал не приводит к значительному снижению магнитной проницаемости исходных плёнок, но позволяет заметно снизить НЧ потери, что является существенным для многих приложений.

Полученные результаты могут быть полезны для понимания природы НЧ потерь в многослойных ФМ плёнках. В частности, на основе имеющихся данных можно заключить, что эти потери не могут быть объяснены ни скинированием, ни выходом вектора намагниченности из плоскости. Выход вектора намагниченности из плоскости плёнки должен был бы привести к заметному снижению величины k_A [175], которое не наблюдается в экспериментальных данных. Скинирование могло бы возникнуть вследствие электрических микропробоев между слоями или индуктивного взаимодействия между соседними слоями вследствие эффекта близости [140]. Наличие скин-эффекта не изменяет константу Аше в ФМ плёнке [90], но вклад скин-эффекта не может изменяться в результате склеивания стопки плёнок под прессом.

Обнаруженная зависимость магнитной проницаемости от числа слоёв может быть объяснена неровностью поверхности («морщинистостью») исходных плёнок. Неровность возникает вследствие механических напряжений, которые возникают из-за разницы в коэффициентах температурного расширения между слоями и накапливаются с нанесением жёстких слоев металла

на гибкую подложку. Эта неровность может вызывать появление доменных границ. В однослойной плёнке доменных границ нет, за исключением замыкающих доменов на краях плёнки, что видно из низкого значения тангенса потерь на НЧ. В многослойных плёнках неровность поверхности может приводить к появлению доменов, границы которых движутся в сильных внутренних магнитоупругих полях и, следовательно, имеют высокие характеристические частоты, до сотен мегагерц. На большей части площади плёнки, тем не менее, происходит прецессия магнитного момента, и, соответственно, величина k_A с ростом числа слоев практически не меняется. Вклад доменных границ проявляется в увеличении статической магнитной проницаемости и НЧ потерь. При склеивании под прессом поверхность плёнок выпрямляется, доменная структура исчезает, магнитные моменты близлежащих слоёв сближаются и гомогенизируются [322, 583]. Это объясняет все данные, полученные для плёнок, хотя и требует подтверждения путем магнитостатических измерений, непосредственного наблюдения доменной структуры, и т.п.

Таким образом, в результате проведённых исследований создан высококачественный магнитный материал – ламинат на основе тонких магнитных плёнок пермаллоя. Материал имеет высокие значения магнитной проницаемости на частотах ниже 1 ГГц. При объёмной доле ФМ материала 22%, эффективная квазистатическая магнитная проницаемость $\mu_{ст}\approx60$, амплитуда пика магнитных потерь достигает $\mu''_{макс}\approx50$, а на частотах ниже 100 МГц тангенс магнитных потерь не превышает 0,1.

Такие материалы имеют ряд преимуществ перед обычными КМ: в них отсутствует уширение пика потерь вследствие неоднородности, они отличаются простотой изготовления, более низким удельным весом, легко поддаются обработке. Поэтому они вполне могут занять нишу в тех приложениях, где требуется высокая НЧ (на частотах порядка 100 МГц) магнитная проницаемость. Отметим, что, несмотря, на высокие значения магнитной проницаемости, разработанный материал не пригоден для использования в качестве подложек магнитодиэлектрических антенн, рассмотренных в предыдущем пункте, из-за высоких магнитных потерь в диапазоне частот от 300 до 700 МГц.

Выводы к разделу 3

В разделе приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований эффективных СВЧ свойств КМ. В **подразделе 3.1** помещен литературный обзор известных теорий композитных материалов и сравнения их с экспериментом. В основном работы в этой области посвящены описанию концентрационных зависимостей диэлектрической проницаемости смеси металл-диэлектрик и используют формулы смешения, простая математическая форма которых облегчает их сравнение с экспериментом.

Магнитные КМ часто характеризуются частотной дисперсией магнитных свойств в СВЧ диапазоне. Теория, предсказывающая материальные параметры композитного материала, должна удовлетворять следующим требованиям. Она должна давать одновременное описание и диэлектрических, и магнитных свойств, что необходимо для правильного предсказания электродинамического отклика материала в широком диапазоне частот и концентраций. Теория должна содержать эмпирические подгоночные параметры, которые делали бы её применимой в широком диапазоне морфологий композита, а также должна обеспечивать метод поиска этих параметров. Теория должна согласовываться с известными предельными случаями, теорией ЛЛЛ, что необходимо для выполнения закона Аше, и приближением малых возмущений. И, наконец, теория не должна основываться на известных значениях собственной магнитной проницаемости включений, которая, как правило, не известна для реальных наполнителей КМ; оптимально, чтобы теория предлагала также и метод поиска собственной проницаемости включений. На эту темы существует большое количество литературы, что свидетельствует об отсутствии до настоящего времени удовлетворительного решения задачи.

Подраздел 3.2 посвящен свойствам КМ с включениями, полученными механическим размолом. Исследованы структура и СВЧ магнитные свойства порошков Fe, измельчённых в аргоне и ацетоне, а также механически сплавленных в аргоне аморфных порошков Fe-Si-C и Fe-Co-Si-C. Показано, что основное различие СВЧ магнитной проницаемости исследованных порошков в низкочастотном диапазоне (до 1 ГГц) возникает, прежде всего, из-за различия формы частиц. Для проводящих ФМ частиц химический состав играет значительно менее существенную роль. На более высоких частотах магнитные свойства обусловлены, в основном, скин-эффектом и определяются размером частиц порошков. Различия в СВЧ свойствах композитов, вызванные различающимися магнитными свойствами материала включений, не столь велики и маскируются рассмотренными выше эффектами. Таким образом, показано, что высокоэнергетический размол в органических средах позволяет получать частицы различной формы и, соответственно, СВЧ магнитная проницаемость КМ, наполненных этими частицами, существенно различается. При этом без рассмотрения концентрационных зависимостей магнитной проницаемости не удаётся сделать количественных выводов о природе физических механизмов, управляющих частотной дисперсией СВЧ магнитной проницаемости КМ.

В **подразделе 3.3** теоретически установлены общие принципы проведения сопоставления формул смешения с экспериментом. Показано, что пластинчатые частицы в СВЧ диапазоне

подчиняются формуле смешения Винера. Установлено, в каких случаях частотная зависимость магнитной проницаемости в КМ носит нетривиальный характер, не повторяя частотную зависимость проницаемости включений и изменяясь при изменении концентрации включений. Показано, что нелинейная зависимость статической проницаемости от концентрации всегда сопровождается НЧ сдвигом пика потерь, происходящим при росте концентрации. Показано также, что в КМ с ФМ включениями СВЧ диэлектрическая проницаемость всегда выше магнитной. Если собственная проницаемость включений характеризуется несколькими изолированными пиками потерь, то более низкочастотные пики могут подавляться в КМ.

Из полученных результатов следует, что оптимизация РПП, содержащих магнитные КМ, может быть проведена просто с использованием приближения невзаимодействующих включений. Для практических применений нужны материалы с высокими значениями магнитной проницаемости, такие как КМ с частицами пластинчатой формы, для которых использования сложных формул смешения не требуется.

КМ с порошками гексагональных ферритов в **подразделе 3.4** приведены как пример материалов, в которых выполняется формула смешения МГ. Магнитное взаимодействие между частицами заметно, но мало. Обнаружены отклонения от теории, которые могут быть приписаны эффекту размагничивающих полей на включениях; этот эффект должен быть сильнее выражен для КМ, содержащих наноразмерные включения (т. е., близкие к однодоменным).

В **подразделе 3.5** рассмотрены КМ, содержащие проводящие включения нерегулярной формы («камневидные»), для которых частотные зависимости магнитной проницаемости ведут себя нетривиально в указанном выше смысле. Экспериментально исследованы концентрационные зависимости материальных параметров КМ с порошками Fe, изготовленными механическим размолом в атмосфере аргона. Показано, что эффективные материальные параметры КМ существенно зависят от наличия разброса форм-факторов включений, которое должно быть учтено в формулах смешения в случае если эффективный форм-фактор отличается от 1/3.

На основе полученных данных предложена новая формула смешения, удовлетворяющая указанным выше требованиям. Формула использует форму спектральной функции, типичную для ТЭС, и два эмпирических параметра: эффективный форм-фактор включений и порог протекания. Значения этих параметров можно найти из концентрационных зависимостей диэлектрической проницаемости КМ, в соответствии с уравнением Оделевского. Требование согласия теории с формулой смешения ЛЛЛ при низком контрасте включений обеспечивает единственность решения задачи, а также линейную зависимость константы Аше КМ от концентрации включений. Сравнение предложенной теории с экспериментальными данными свидетельствует о том, что с её помощью можно получить прекрасное согласие с экспериментом.

Применение эмпирических параметров в формуле смешения позволяет охарактеризовать морфологию КМ несколькими числовыми значениями, которые затем могут быть использованы при расчёте и оптимизации работы материала в составе СВЧ устройств. Возможная дальнейшая проверка полученных результатов в отношении спектральной функции КМ и

собственной магнитной проницаемости включений может заключаться в сравнительном исследовании КМ, содержащих одинаковые включения в различных диэлектрических матрицах, где собственная проницаемость включений одинакова, а спектральные функции могут различаться. Другой возможностью является исследование КМ в сильных внешних магнитных полях, что изменяет собственную проницаемость включений, не затрагивая вид спектральной функции.

В **подразделе 3.6** предложено использование слоистых структур из тонких ФМ плёнок в качестве КМ с высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости. Образцы КМ были изготовлены из многослойных плёнок железа путем их склеивания под прессом. Разработан и исследован магнитный КМ для использования в качестве сердечника полосковой антенны. Как показано в разделе 2.1, для подложки печатной антенны с неединичной магнитной проницаемостью может быть получен выигрыш в соотношении широкополосность/размеры по сравнению с диэлектрическими подложками. Ограничения на ВЧ значения магнитной проницаемости использованы для оценок максимально возможного расширения полосы согласования антенны с магнитной подложкой. Показана перспективность исследуемых материалов для рассматриваемого применения. Проведена экспериментальная проверка сделанных выводов. В частности, показано, что эффективность излучения резко снижается при наличии магнитных потерь в материале подложки; проведены соответствующие оценки.

Кроме того, в разделе описан разработанный магнитный КМ на основе многослойных плёнок пермаллоя с высокими значениями магнитной проницаемости. При содержании пермаллоя 22 об.% квазистатическая магнитная проницаемость достигает значения 60, а величина магнитных потерь доходит до 50 на частоте около 1 ГГц. По сравнению с исходной плёнкой ламинат имеет меньший тангенс потерь на частотах ниже пика поглощения, что также может быть полезно для ряда приложений. Снижение НЧ потерь может быть связано с механическим выравниванием поверхности плёнок при склеивании под прессом, из-за чего магнитная структура слоев становится более однородной.

Основные результаты раздела могут быть сформулированы следующим образом.

1 Экспериментальная иллюстрация возможности варьирования свойств КМ в широких пределах путем изменения параметров технологии высокоэнергетического размола, при помощи которой изготавливаются включения в КМ.

2 Формула смешения для композитных материалов с проводящими включениями «камневидной» формы, учитывающая возможный разброс форм-факторов включений в КМ, обобщающая формулы смешения Максвелл Гарнета и Брюггемана и позволяющая получать хорошее согласие с измеренными СВЧ диэлектрической и магнитной проницаемостями в широком диапазоне концентраций включений и частот.

3 Композитный материал на основе многослойных плёнок пермаллоя, нанесённых на тонкую лавсановую плёнку методом магнетронного распыления; квазистатическая магнитная проницаемость материала достигает значения 60, а пик магнитных потерь – 50 на частоте около 1 ГГц при содержании пермаллоя 22 об.%.

4 СВЧ свойства композитных материалов, содержащих волокнистые включения

4.1 Литературный обзор

Общий обзор КМ с волокнистыми включениями. Большинство материалов не проявляют сильной частотной дисперсии диэлектрической проницаемости в СВЧ диапазоне, характеризуясь слабо меняющейся с частотой действительной частью диэлектрической проницаемости и малым и также слабо зависящим от частоты тангенсом угла диэлектрических потерь. Во многих случаях диэлектрическая дисперсия описывается теорией Коул–Коула, см. ниже, или её модификациями, основанными на представлении о распределении времен релаксации в материале [177]; иногда используют представление частотной дисперсии в виде суммы нескольких дебаевских членов [510]. Исключениями, которые могут иметь заметную диэлектрическую дисперсию и высокие диэлектрические потери на СВЧ, являются вода [76, 112]; пористые материалы с наполнением пор водой или другими жидкостями, такие как биологические ткани [728]; некоторые сегнетоэлектрики [415].

Для того чтобы смесь металл–диэлектрик проявляла частотную дисперсию СВЧ диэлектрической проницаемости, обусловленную индивидуальными свойствами включений, необходимо, чтобы включения имели сильно вытянутую форму (форму тонких волокон). Такие материалы могут быть полезны для использования в качестве частотно-селективных СВЧ материалов [595] или многослойных РПП [269, 306, 489, 501, 576]. Кроме частотной дисперсии СВЧ диэлектрической проницаемости, КМ с наполнением проводящими волокнами имеют ряд других уникальных свойств. Как показано в подразделе 3.3, наличие частотной дисперсии материальных параметров на низких частотах должно сопровождаться высокими значениями статической проницаемости при низкой концентрации наполнителя и, следовательно, при малом весе самого КМ. Вследствие этого, КМ с проводящими волокнами находят применение в качестве резонаторов, фильтров, диэлектрических антенн и т.д. [168]. Кроме того, такие КМ характеризуются низким порогом протекания и, следовательно, могут быть использованы для применений в качестве проводящих полимерных материалов, например, для антистатической защиты. Так как добавление проводящих волокон часто улучшает механические свойства полимеров, то волокно-содержащие полимеры имеют широкий спектр применений, не связанных с их электрическими свойствами. Диэлектрические свойства таких КМ также могут быть использованы для контроля их свойств [143], например, в применении к армированному бетону [199, 206].

По этим причинам СВЧ свойства КМ, наполненных волокнами, являются объектом интенсивных исследований, как теоретических (см. [395, 537] и цитированную там литературу), так и экспериментальных [168, 275, 391]. Такие КМ могут быть наполнены просто отрезками металлической проволоки [269]. Другим возможным наполнителем таких КМ являются углеродные волокна (УВ) – графитовые волокна диаметром порядка 10 мкм. Предложено использо-

вание КМ с наполнением УВ во многих технических приложениях, например, в качестве РПП с малым удельным весом [500] или макетных материалов для моделирования электромагнитного отклика биологических тканей [728]. Однако для получения сильной частотной дисперсии диэлектрической проницаемости КМ с УВ должны содержать волокна длиной, по крайней мере, в несколько миллиметров. Наличие включений большого размера ограничивает возможности практического применения таких КМ. В частности, большинство технологических процессов, разработанных для изготовления таких КМ, приводит к получению листовых образцов с волокнами, расположенными в плоскости листа, поэтому получаемые КМ анизотропны и имеют низкие значения диэлектрической проницаемости поперек плоскости листа.

Недавно был разработан ещё один тип волокнистых углеродных наполнителей – углеродные нанотрубки (УНТ) [323]. Из-за своей формы, УНТ, точно так же, как УВ, позволяют получать высокие значения и сильную частотную дисперсию диэлектрической проницаемости в КМ с низкой концентрацией включений. Существенным различием является то, что УНТ – это наноразмерные частицы с диаметром на несколько порядков меньше диаметра УВ. Хорошо известно, что наноразмерные частицы могут проявлять свойства, сильно отличающиеся от свойств микронных частиц того же состава, что и является основной причиной интереса к исследованию свойств КМ, содержащих УНТ [274, 353, 354]. Публикации, посвященные таким КМ, часто описывают наблюдаемые в них уникальные свойства, например, возбуждение локализованных электронных состояний, приводящее к высокой диэлектрической проницаемости [683]. Было также описано резонансное диэлектрическое поглощение в СВЧ диапазоне в КМ, содержащих УНТ [275, 683, 696], что, в частности, приводит к отрицательным значениям действительной части СВЧ диэлектрической проницаемости [275]. В работе [168], наоборот, получена слабая зависимость от частоты СВЧ диэлектрической проницаемости таких КМ. Эти результаты могут свидетельствовать о разнообразии механизмов диэлектрической дисперсии в КМ, содержащих УНТ, по сравнению с КМ, содержащими УВ. Кроме того, нанометровые размеры УНТ могут помочь избежать указанных выше недостатков, связанных с макроскопическими размерами УВ, при сохранении присущих им достоинств.

Частотная дисперсия СВЧ диэлектрической проницаемости. Большинство КМ с проводящими включениями проявляют частотную дисперсию СВЧ диэлектрической проницаемости из-за наличия в них обширных кластеров соприкасающихся включений, как, например, саженаполненные КМ. Их диэлектрические свойства описывают перколяционной теорией, см., напр., [261], которая рассматривает квазистатическую диэлектрическую проницаемость, $\varepsilon_{эфф}$, КМ, содержащего идеально проводящие включения в матрице без диэлектрических потерь, при концентрациях включений вблизи порога протекания p_c (наименьшей концентрации, при которой в материале возникает макроскопическая проводимость).

Перколяционную теорию часто используют и для описания свойств КМ с волокнистыми включениями. Теория предсказывает степенную зависимость квазистатической проницаемости КМ, $\varepsilon_{эфф}$, от разности между концентрацией включений p и порогом протекания p_c:

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{эфф} &\propto (p - p_c)^{-\Psi}, \quad p < p_c \\ \varepsilon''_{эфф} &\propto (p - p_c)^{-\Omega}, \quad p > p_c \end{aligned} \tag{4.1}$$

где Ψ и Ω – эмпирические критические индексы. Основным предположением теории является то, что поведение КМ вблизи p_c определяются статистическими свойствами больших проводящих кластеров частиц, а не свойствами отдельных включений. Поэтому значения Ψ и Ω считаются универсальными, т.е., не зависящими от особенностей микроструктуры КМ. Общеприняты значения $\Psi \approx 0{,}7$ и $\Omega \approx 1{,}8$ [79]. В классической теории перколяции интервал концентраций, в котором перколяционный закон (4.1) должен наблюдаться в широком диапазоне частот, достаточно узок, например, $(p-p_c)/p_c \le 0{,}1$ [259]. В ряде саженаполненных полимеров, однако, (4.1) выполняется в широком диапазоне частот и концентраций [160, 165, 328, 616].

Следствием (4.1) является степенная зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости от частоты f [261]:

$$\varepsilon'_{эфф} \propto f^{-Y}, \quad \varepsilon''_{эфф} \propto f^{-Y}, \tag{4.2}$$

где первое из уравнений (4.2) справедливо при $\varepsilon'_{эфф} >> \varepsilon_м$. Равенство критических индексов для $\varepsilon'_{эфф}$ и $\varepsilon''_{эфф}$ (4.2) следует из соотношений КК (5.16) в случае, если частотные зависимости (4.2) справедливы для всех частот. В этом случае тангенс угла диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\delta_\varepsilon$ не зависит от частоты и равен $\mathrm{tg}(\pi Y/2)$. Уравнение (4.2) совпадает с «универсальным релаксационным законом» [336], выполняющимся во многих диэлектриках.

Исходя из стандартных значений критических индексов Ψ и Ω, принятых в перколяционной теории, $Y = \Psi/(\Psi+\Omega) \approx 0{,}28$. Численное исследование случайных RC цепей [630] позволило получить значение $Y=0{,}28$ для трёхмерной задачи связей, хотя для трёхмерной задачи узлов получено $Y=0{,}18$. Для непрерывной перколяционной задачи в результате экспериментального исследования свойств водно-масляных эмульсий было получено $Y=0{,}38$ [153]. Для саженаполненных полимеров измеренные величины Y обычно лежат в пределах от 0,1 до 0,2 [160, 328, 616], хотя наблюдались также и очень низкие значения, 0,02–0,03 [630]. Для КМ, содержащих УНТ, было получено $Y=0{,}34$ [354]. Все эти результаты свидетельствуют, что динамическая проводимость КМ растет с частотой.

В реальных КМ перколяционная дисперсия, описываемая (4.2), наблюдается в ограниченном диапазоне частот. ВЧ границей этого диапазона является частота, на которой проводимость КМ сравнивается с проводимостью включений, и поэтому не может дальше расти с частотой. НЧ граница рассмотрена в [328, 400]. Ниже этой границы действительная часть диэлектрической проницаемости и проводимость не зависят от частоты ниже и выше p_c, соответственно. Вследствие ограниченности частотного диапазона перколяционной дисперсии, на практике (4.2) не выполняется точно; расхождение между (4.2) и экспериментом

возрастают при приближении частоты к одной из границ перколяционного частотного диапазона. При этом $\mathrm{tg}\delta_\varepsilon$ возрастает по отношению к $\pi Y/2$ при приближении частоты к ВЧ границе перколяционного диапазона. Вблизи НЧ границы, $\mathrm{tg}\delta_\varepsilon$ снижается при $p<p_c$ и возрастает при $p>p_c$ [435].

Физическая причина степенной зависимости диэлектрической проницаемости от частоты может быть понята следующим образом [177, 655]. Пусть частотная зависимость диэлектрической проницаемости для отдельной частицы подчиняется дебаевскому закону дисперсии,

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{1 + \mathrm{i}f\tau}, \tag{4.3}$$

где $\varepsilon_{ст}$ – статическая диэлектрическая проницаемость, ε_∞ – оптическая диэлектрическая проницаемость, τ – характеристическое время релаксации, связанное с релаксационной частотой $f_{рел}$ соотношением: $\tau=1/f_{рел}$. Когда отдельные включения формируют проводящие кластеры различного размера и формы, возникает распределение времен релаксации. Так как значение времени релаксации связано с фактором деполяризации кластера, то для записи эффективной диэлектрической проницаемости КМ применима спектральная теория Бергмана–Милтона, что дает

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_\infty + \int_0^\infty \frac{(\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty)}{1 + \mathrm{i}fs}\, pb(s)\, ds, \tag{4.4}$$

где $b(s)$ – функция распределения времен релаксации и

$$s = \tau/\tau_0, \quad \int_0^\infty b(s)ds = 1. \tag{4.5}$$

Частотная зависимость диэлектрической проницаемости становится более размытой по сравнению с дебаевской зависимостью. Выбор функции распределения времен релаксации в виде

$$b(s) = \frac{s}{2\pi p}\, \frac{\sin \Psi'\pi}{\mathrm{ch}(1-\Psi')s - \cos \Psi'\pi} \tag{4.6}$$

приводит к закону частотной дисперсии Коула–Коула [210]:

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{1 + (\mathrm{i}f\tau_0)^{1-\Psi'}}, \tag{4.7}$$

где Ψ' – экспоненциальный показатель ($0<\Psi'<1$), характеризующий размывание пика диэлектрических потерь. Дисперсионный закон (4.7) допускает диапазон частот, в котором частотная зависимость диэлектрической проницаемости подчиняется степенному закону: при $f>>1/\tau_0$ из (4.7) получается «универсальный релаксационный закон» с $Y=1-\Psi'$. В [177] при помощи численного эксперимента показано, что (4.7) дает хорошее описание частотных зависимостей КМ вблизи p_c.

Конкретный вид функции $b(s)$ не сильно влияет на результат при условии, что функция распределения достаточно широка. Аналогично можно получить ряд других аналитических законов диэлектрической дисперсии, таких как формула Гавриляка–Негами [294]

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{ст} - \varepsilon_\infty}{\left(1 + (\mathrm{i}f\tau_0)^{1-\Psi'}\right)^{\Psi''}}, \tag{4.8}$$

в которой введен дополнительный экспоненциальный показатель Ψ" (0< Ψ"<1), формула Дэвидсона–Коула [215], формула Райку [550] и другие. Эти формулы, функции $b(s)$ для которых приведены в [550], широко применяются при описании диэлектрических свойств полимеров. В [202, 626] предложено расширение таких формул на случай резонансной частотной дисперсии, но широкого распространения они не получили как из-за малой распространённости резонансной дисперсии диэлектрической проницаемости, так и из-за неоднозначности определения парциальной ширины линии в таком описании.

Приведённое выше рассуждение может служить физическим обоснованием перколяционной теории. Отметим ещё раз, что при рассмотрении КМ классическое перколяционное поведение диэлектрической проницаемости наблюдается только в саженаполненных полимерах и КМ с УНТ. Для частотных зависимостей магнитной проницаемости КМ, перколяционное поведение, как правило, не наблюдается [466].

Теории эффективной среды для описания эффективных диэлектрических свойств КМ с проводящими волокнами. Перколяционная теория имеет эмпирический характер и описывает свойства КМ только в узком диапазоне концентраций вблизи p_c. Поэтому значительные усилия исследователей были направлены на то, чтобы описать свойства таких КМ при помощи формул смешения. Основой для таких работ служит ТЭС, т.к. она позволяет получить порог протекания в КМ. При $p=p_c$ частотная зависимость, даваемая ТЭС, согласуется с перколяционной теорией с Y=0,5.

При низких концентрациях включений эффективная диэлектрическая проницаемость КМ с проводящими волокнами описывается приближением малых возмущений (3.9). С учётом того, что $\varepsilon_{вкл}=4\pi i\sigma/\omega$, где σ – проводимость волокон, это приводит к формуле

$$\varepsilon_{эфф} = \varepsilon_{д}\left(1+ p\kappa\frac{2i\sigma/f-\varepsilon_{м}}{\varepsilon_{м}+N_{вкл}\left(2i\sigma/f-\varepsilon_{м}\right)}\right), \tag{4.9}$$

которая дает частотную зависимость, эквивалентную дебаевскому закону частотной дисперсии (4.3). Форм-фактор волокон $N_{вкл}$ для направления вдоль длины волокна дается флой (2.2). В общем случае проводимость волокон должна быть перенормирована так, чтобы учесть скин-эффект, см. раздел 2.

Для получения ТЭС будем считать, что собственная ёмкость волокна пропорциональна эффективной диэлектрической проницаемости КМ $\varepsilon_{эфф}$,

$$C=\frac{\varepsilon_{эфф}a_L}{2\ln\left(a_L/a_D\right)} \tag{4.10}$$

и учтем, что ёмкость волокна C связана с его форм-фактором $N_{вкл}$ соотношением [395]

$$N_{вкл}=a_L\varepsilon_{эфф}\left(a_L/a_D\right)^2/\left(2C\right). \tag{4.11}$$

При применении ТЭС к КМ с сильно вытянутыми включениями, такими как волокна, возникает проблема значения форм-фактора $N_м$, приписываемого гранулам, на которые мысленно разбивается диэлектрическая матрица. Наиболее естественными предположениями

являются предположение о сферической в среднем форме диэлектрических областей, $N_м$=1/3 [271, 272], и предположение о том, что диэлектрическая матрица разбивается на области, форма которых соответствует форме включений, $N_м$=$N_{вкл}$ [143, 631]. Форм-фактор диэлектрических зерен $N_м$ существенно влияет на результат ТЭС только при p~p_c, когда $\varepsilon_{эфф}$>>$\varepsilon_м$. Отметим, что при $N_м$≠$N_{вкл}$ порог протекания в ТЭС равен

$$p_c = \frac{N_{вкл}}{1 + N_{вкл} - N_м}. \qquad (4.12)$$

При этом использование $N_м$≠$N_{вкл}$ не позволяет улучшить согласование с теорией ЛЛЛ при $N_{вкл}$≠1/3: в таком приближении второй член разложения по разности проницаемости включений и матрицы включает в себя существенно более сложную зависимость от концентрации, чем это следует из теории ЛЛЛ.

В обоих случаях, $N_м$=1/3 и $N_м$=$N_{вкл}$, стандартная формулировка ТЭС приводит к связи p_c и геометрических размеров волокон в виде $p_c \propto (a_D/a_L)^2$. Это противоречит результатам численных расчётов [122, 123, 125, 126, 127, 150] и теоретического рассмотрения [29, 395], которые предсказывают зависимость $p_c \propto a_D/a_L$. Экспериментальное исследование p_c в трёхмерных КМ с проводящими волокнами, проведённое в [180], дало зависимость, близкую к квадратичной, $p_c \propto (a_D/a_L)^2$. Так как это противоречит известным теоретическим результатам, а величина p_c чувствительна к деталям процесса приготовления КМ, то, вероятнее всего, результат [180] связан с наличием корреляции в расположении волокон в КМ. В подразделе 4.2 приведены экспериментальные результаты, полученные с использованием случайной смеси проводящих и непроводящих волокон, что позволило минимизировать влияние таких корреляций; при этом была получена линейная зависимость от отношения a_D/a_L.

Таким образом, общепринятой точкой зрения является линейность порога протекания от степени вытянутости волокон, $p_c \propto a_D/a_L$. Для КМ с длинными тонкими волокнами значение p_c, получаемое из стандартной ТЭС, может быть в сотни раз меньше экспериментальных величин, делая эту теорию непригодной для оценки свойств материалов вблизи p_c. Поэтому известные из литературы модификации ТЭС были направлены на получение правильной зависимости p_c от размера волокон, служащих включениями в КМ.

Первые формулы смешения для КМ с волокнами были предложены в [229] и [396]. Теория [229] рассматривает случай бесконечной проводимости включений и, следовательно, может служить для описания только статической проницаемости КМ, но не их частотно-зависимых свойств. Теория [396] основана на ТЭС и предположении о сильной анизотропии локальной эффективной среды вблизи каждого волокна, что приводит к уравнениям

$$p\kappa\left(\frac{\varepsilon_{эфф,\|}}{\varepsilon_{эфф,\|} + N_{вкл,\|}\left(\varepsilon_{вкл} - \varepsilon_{эфф,\|}\right)} + \frac{2\varepsilon_{эфф,\perp}}{\varepsilon_{эфф,\perp} + N_{вкл,\perp}\left(\varepsilon_{вкл} - \varepsilon_{эфф,\perp}\right)}\right) + \frac{(1-p)\varepsilon_{эфф,\perp}}{\varepsilon_{эфф,\perp} + N_{вкл,\|}\left(\varepsilon_м - \varepsilon_{эфф,\perp}\right)} = 1,$$

$$p\kappa\left(\frac{\left(\varepsilon_{эфф,\|} - \varepsilon_{вкл}\right)}{\varepsilon_{эфф,\|} + N_{вкл,\|}\left(\varepsilon_{вкл} - \varepsilon_{эфф,\|}\right)} + \frac{2\left(\varepsilon_{эфф,\perp} - \varepsilon_{вкл}\right)}{\varepsilon_{эфф,\perp} + N_{вкл,\perp}\left(\varepsilon_{вкл} - \varepsilon_{эфф,\perp}\right)}\right) + \frac{(1-p)\left(\varepsilon_{эфф,\perp} - \varepsilon_м\right)}{\varepsilon_{эфф,\perp} + N_{вкл,\|}\left(\varepsilon_м - \varepsilon_{эфф,\perp}\right)} = 0, \qquad (4.13)$$

где κ – фактор учёта ориентации волокон, см. разделы 2 и 3, и принято $N_{\text{м}}=N_{\text{вкл}}$. Из (4.13) можно найти два значения диэлектрической проницаемости локальной эффективной среды, $\varepsilon_{\text{эфф},\parallel}$ и $\varepsilon_{\text{эфф},\perp}$, в направлении вдоль и поперек волокна, соответственно; форм-фактор волокна $N_{\text{вкл},\parallel}$ вдоль его длинной оси имеет вид (2.2), $N_{\text{вкл},\perp}=(1-N_{\text{вкл},\parallel})/2$. Наблюдаемая проницаемость КМ находится усреднением $\varepsilon_{\text{эфф},\parallel}$ и $\varepsilon_{\text{эфф},\perp}$. Теория приводит к линейной зависимости $p_{\text{c}} \propto a_D/a_L$.

Теория [395] также основана на методе ТЭС. Она использует предположение о зависимости локальной диэлектрической проницаемости эффективной среды ε^* от расстояния до волокна z в ближайшей окрестности каждого волокна:

$$\varepsilon^*(z) = \varepsilon_{\text{м}} + (\varepsilon_{\text{эфф}} - \varepsilon_{\text{м}})\, z/a_L \quad \text{при} \quad z < a_L$$
$$\varepsilon^*(z) = \varepsilon_{\text{м}} \quad \text{при} \quad z \geq a_L\,. \tag{4.14}$$

Физический смысл предположения заключается в том, что величина электростатического взаимодействия между двумя зарядами определяется, в основном, свойствами среды, заполняющей область между ними. Размер этой области по порядку величины равен расстоянию между зарядами z. Области, расположенные за пределами этого объёма, играют малую роль во взаимодействии. С другой стороны, макроскопическую диэлектрическую проницаемость можно приписать только такой области КМ, размер которой много больше длины волокна. Для областей меньшего размера существенна доля волокон, которые принадлежат рассматриваемой области только частично. Их вклад в эффективную диэлектрическую проницаемость эквивалентен вкладу более коротких волокон, что снижает эффективную проницаемость. Чем меньше рассматриваемая область z, тем меньше вклад волокон, и в пределе $z \ll a_L$ эффективная проницаемость $\varepsilon^*(z)$ будет равна $\varepsilon_{\text{м}}$. Простейшей линейной аппроксимации такой зависимости и соответствует (4.14).

При планарном расположении волокон проницаемость КМ является тензором. Однако, так как $a_L \gg a_D$, то можно пренебречь отличием проницаемости в направлении нормали к плоскости листового материала от $\varepsilon_{\text{м}}$ и записать энергию электрического поля волокна в виде [395]

$$U_E = \frac{q^2}{2a_L}\int_0^{a_L} \frac{(\varepsilon_{\text{м}})^{-1/2}}{\varepsilon^*(s)}\left(\frac{s^2}{\varepsilon^*(s)} + \frac{a_D^2}{\varepsilon_{\text{д}}}\right)^{-1/2} ds = \frac{q^2}{4C}\,, \tag{4.15}$$

где q – электрический заряд. Поиск ёмкости волокна аналитическим интегрированием (4.15) возможен только при $|\varepsilon_{\text{эфф}}| \ll (a_L/a_D)\varepsilon_{\text{м}}$, когда

$$C = \frac{a_L \varepsilon_{\text{м}}}{2} \ln^{-1}\left(1 + \frac{a_L}{a_D}\frac{4\varepsilon_{\text{м}}}{\left(\sqrt{\varepsilon_{\text{м}}} + \sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}}\right)^2}\right). \tag{4.16}$$

В области концентраций, где $|\varepsilon_{\text{эфф}}| \sim (a_L/a_D)\varepsilon_{\text{м}}$ (т.е., вблизи p_{c}), интеграл (4.15) не берется аналитически, и нужно искать приближённое выражение для C. При этом искомая формула должна содержать подгоночный параметр, т.к. величина p_{c} практических КМ часто зависит от особенностей их структуры и процесса приготовления, и поэтому не может быть предсказана теорией, которая не учитывает корреляцию в расположении волокон в КМ. Затем, при $\varepsilon_{\text{эфф}} \to \varepsilon_{\text{м}}$ эта фор-

мула должна стремиться к ёмкости волокна, помещённого в изотропную среду. И, наконец, она должна иметь максимально простой вид. В качестве такой формулы в [391] предложено:

$$C = \frac{a_L \varepsilon_м}{2} \ln^{-1}\left(1 + \frac{a_L}{a_D} \frac{\varepsilon_м}{\left[\left(1-\sqrt{K_z}\right)\sqrt{\varepsilon_м} + \sqrt{K_z \varepsilon_{эфф}}\right]^2}\right), \qquad (4.17)$$

где K_z – подгоночный параметр. Заметим, что (4.16) и (4.17) не совпадают при $|\varepsilon_{эфф}| << (a_L/a_D)\varepsilon_м$, различаясь аргументом логарифма. Однако это различие для реальных КМ неважно.

Форм-фактор диэлектрических зерен $N_м$ существенно влияет на результат ТЭС только при $p \sim p_c$, когда $\varepsilon_{эфф} >> \varepsilon_м$. Поэтому можно принять $N_м = 1/2$ (для планарного расположения волокон в КМ) и, с учётом (4.11), записать уравнение модифицированной ТЭС для КМ, содержащих длинные проводящие волокна, в виде

$$\frac{p}{\kappa} \frac{\varepsilon_{вкл}}{\varepsilon_{эфф}} \frac{1}{1 + \left(\varepsilon_{вкл}/\varepsilon_{эфф}\right) N_{вкл}} + \frac{\varepsilon_м - \varepsilon_{эфф}}{\varepsilon_м + \varepsilon_{эфф}} = 0, \qquad (4.18)$$

где для форм фактора из (4.11) и (4.17) получается

$$N_{вкл} = \frac{\varepsilon_{эфф}\left(a_D/a_L\right)^2}{2C} \approx \frac{\varepsilon_{эфф}}{\varepsilon_м} \ln\left(1 + \frac{a_L \varepsilon_м}{a_D K_z \varepsilon_{эфф}}\right). \qquad (4.19)$$

Наиболее важен случай планарных КМ, где все волокна ориентированы параллельно одной плоскости, но их ориентация в этой плоскости случайна, т.к. КМ с наполнением волокнами обычно изготавливают как листовые материалы. Если толщина листового материала много меньше длины волокна, то все волокна ориентированы параллельно плоскости листа. Поэтому везде ниже будет принято значение $\kappa = 1/2$ для фактора ориентации волокон в КМ.

Для получения зависимости p_c от размера волокон, соответствующей (4.18), применим стандартный подход, принятый в ТЭС. Будем рассматривать значения концентраций выше p_c, где КМ обладает макроскопической проводимостью, и устремим частоту к нулю. Тогда величина $\varepsilon_м$ пренебрежимо мала по сравнению и с $\varepsilon_{эфф}$ и $\varepsilon_в$, и фактор деполяризации становится равен $a_L/(a_D K_z)$. Второй член в левой части (4.18) стремится к единице, а само уравнение переходит в

$$\frac{p}{\kappa} \frac{\varepsilon_{вкл}}{\varepsilon_{эфф}} \frac{1}{1 + \left(\varepsilon_{вкл}/\varepsilon_{эфф}\right)\left(a_D/a_L K_z\right)} = 1. \qquad (4.20)$$

Решение (4.20) имеет вид $\varepsilon_{эфф} = \varepsilon_{вкл}[p/\kappa - a_D/(a_L K_z)]$. На пороге протекания, т.е., при $\varepsilon_{эфф}/\varepsilon_{вкл} \to 0$ скобка в правой части полученного решения должна стремиться к нулю, что дает

$$p_c = \left(\kappa/K_z\right)\left(a_D/a_L\right). \qquad (4.21)$$

В квазистатическом приближении (4.18) приводит к дебаевской частотной зависимости диэлектрической проницаемости. Как показано в [395], динамические эффекты, возникающие, когда электромагнитное поле внутри волокон перестает быть потенциальным, можно учесть, проводя перенормировку проводимости на скинирование и рассматривая запаздывание ЭМВ на длине волокна. В результате закон диэлектрической дисперсии КМ принимает лоренцев вид:

$$\varepsilon_{\text{эфф}}(f)=\varepsilon_{\text{м}}\left(1+\frac{\varepsilon_{\text{эфф,ст}}/\varepsilon_{\text{м}}-1}{1-\mathrm{i}\,f/f_{\text{рел}}-\left(f/f_{\text{рез}}\right)^2}\right). \qquad (4.22)$$

где $f_{\text{рел}}$ – частота релаксации, $f_{\text{рез}}$ – частота резонанса. Резонанс диэлектрической проницаемости возникает вследствие полуволнового резонанса рассеяния на волокнах. Более высокие резонансные моды не могут быть учтены в рамках квазистатического рассмотрения.

В работе [275] теория [395] была использована для анализа эффективной диэлектрической проницаемости КМ, содержащих УНТ.

Магнитные свойства КМ с содержанием ФМ волокон. Динамические магнитные свойства КМ с ФМ волокнами также привлекают интерес [702, 705]. Отметим, что, вследствие размагничивания, высокая магнитная проницаемость в магнитном волокне может реализовываться только в направлении вдоль волокна, но при этом она маскируется диэлектрическим откликом волокна, который значительно превышает магнитный отклик вследствие металлической проводимости волокон. В СВЧ применениях такие КМ могут быть использованы в качестве магнитных материалов только в случае, когда используется только одна поляризация падающей ЭМВ [433]. Кроме того, для получения высоких значений магнитной проницаемости поле магнитной анизотропии должно быть невелико. Поэтому магнитный момент в таких волокнах, как правило, направлен вдоль оси волокна, перемагничивание осуществляется движением доменных границ и, следовательно, магнитная проницаемость низкочастотна.

В связи с этим интерес представляют остеклованные аморфные ФМ микропровода. В отечественной литературе в последнее время для них принято обозначение «литые аморфные микропровода в стеклянной оболочке» (ЛАМСО) [10, 33, 54], которое и будет использовано в данной работе. Для изготовления ЛАМСО используют метод Улитовского–Тэйлора, который основан на том, что при определённых режимах вытяжки размягчённого стекла возникают условия затекания расплава металла в образующийся стеклянный капилляр. В результате формируется микропровод, который состоит из центральной металлической жилы, покрытой стеклянной оболочкой. Метод позволяет получать длинные и гибкие микропровода с диаметром металлической жилы 1–50 мкм, толщиной стеклянной оболочки 1–20 мкм и длиной до 10 км. Благодаря разнице коэффициентов термического расширения металла и стекла материал металлического сердечника находится под воздействием механических напряжений до 100 Па.

ЛАМСО проявляют ряд уникальных свойств, например, гигантский магнитоимпеданс [456, 656]. Вследствие того, что металл в жиле микропровода находится в аморфном состоянии, микропровода часто характеризуются низкими значениями коэрцитивной силы, порядка нескольких десятых эрстеда и, соответственно, высокими значениями статической магнитной проницаемости.

СВЧ магнитная проницаемость ЛАМСО является объектом интенсивных исследований. В [8, 9] приведены измеренные параметры линии магнитного поглощения, лежащей на частотах 8...10 ГГц и имеющей величину мнимой части магнитной проницаемости до 500–

1000 при ширине линии 0,5...2 ГГц. Эти величины получены из измерений КО и КП от микропровода, установленного поперек широкой стороны прямоугольного волновода [57]; по результатам измерений рассчитана частотная зависимость сопротивления провода, которая носит резонансный характер. Полученный максимум сопротивления интерпретируется как проявление магнитного поглощения в микропроводе на частоте ФМР. В связи с этим отмечена перспективность ЛАМСО в качестве материалов для РПП. С другой стороны, в [92, 159] получены значительно меньшие амплитуды максимума магнитных потерь в микропроводах (мнимая часть магнитной проницаемости равна 70–300 на частотах порядка 0,5 ГГц или ниже). Таким образом, литературные данные дают противоречивые оценки целесообразности применения ЛАМСО в качестве материалов для РПП.

Отметим, что динамическая магнитная проницаемость ЛАМСО существенно зависит от их состава и структуры. Вследствие механических напряжений между жилой провода и стеклянной оболочкой, в жиле возникает сильное внутреннее магнитное поле, вызванное магнитоупругим эффектом. В аморфных металлах поле внутренней магнитной анизотропии слабо, поэтому именно этот эффект определяет магнитную структуру микропровода. Вид этой структуры определяется знаком константы магнитострикции материала. Чаще всего исследуют микропровода, в состав которых, кроме аморфизаторов (например, Si и B), входят Fe и Co. Если в составе материала провода преобладает Fe, то константа магнитострикции положительна, и под действием напряжений магнитные моменты ориентируются радиально (за исключением поверхности жилы, на которой образуются замыкающие домены с моментами, перпендикулярными радиусу). При преобладании Co константа магнитострикции отрицательна, и магнитные моменты ориентированы по образующей микропровода. В обоих случаях при приближении к оси металлической жилы напряжения стремятся к нулю вследствие симметрии задачи, и намагниченность на оси микропровода направлена вдоль его длины; поэтому в середине микропровода образуется керн с продольной намагниченностью. Граница между керном и оболочкой, в которой направление намагниченности определяется магнитострикцией, размыта, но при анализе провод обычно разделяют на две этих области, считая границу между ними резкой. При содержании Fe около 65% константа магнитострикции переходит через ноль; в таких микропроводах керн с продольной намагниченностью занимает всю металлическую жилу.

Таким образом, удельный объём жилы ЛАМСО, занимаемый областями с различным направлением, и, соответственно, магнитные свойства микропроводов существенно зависят как от состава микропровода, так и от геометрических размеров жилы и стеклянной оболочки, которые определяют величину магнитоупругого эффекта; экспериментально это показано в [396]. Для СВЧ применений наибольший интерес представляют ЛАМСО с повышенным содержанием Co, в которых магнитный момент направлен перпендикулярно оси провода и, следовательно, выполняется закон Аше, см. раздел 2. При этом значение K_A снижено за счёт того, что перемагничивание керна осуществляется движением доменных границ, и для керна выполняется закон Снука. Для более НЧ (мегагерцовых) применений интересны микропровода со слабой отрица-

тельной магнитострикцией, в которых внутренние магнитные поля слабы и, следовательно, НЧ магнитная проницаемость высока.

В последнее время большой интерес вызывают возможности использования ЛАМСО в качестве элементов метаматериалов [30, 197]. Использование ФМ материалов на частотах выше частоты ФМР для получения отрицательных значений магнитной проницаемости в метаматериале предложено давно [98, 205, 343, 709]. При использовании ЛАМСО нет нужды во включении в структуру дополнительных элементов для получения отрицательной диэлектрической проницаемости, как это сделано в [222, 297, 746]: она возникает вследствие собственной индуктивности длинных микропроводов [525]. Метаматериал из ЛАМСО может представлять собой просто квадратную сетку проводов; он обладает изотропными в плоскости сетки свойствами, которыми можно управлять за счёт приложении внешнего магнитного поля. Конечно, использование ФМ материалов вносит дополнительные потери, ухудшающие свойства метаматериалов. Но на величину таких потерь нет фундаментальных ограничений, и можно ожидать, что современные технологии позволят снизить эти потери и довести их до уровня потерь на рассеяние в метаматериалах из идеальных компонентов (высокопроводящих металлов). Экспериментальное исследование метаматериала на основе ЛАМСО выполнено в [179].

Другим перспективным направлением технического использования ЛАМСО являются применения, связанные с гигантским магнитоимпедансом на высоких частотах, что даёт возможность проектировать на основе микропроводов сенсоры и перестраиваемые материалы. Например, статья [559] содержит теоретический и экспериментальный анализ материала, представляющего собой разреженную решётку ЛАМСО; свойства материала зависят от внешнего магнитного поля. Квазиоптические измерения материальных параметров показали, что вблизи антенного резонанса на микропроводах частотная дисперсия диэлектрической проницаемости материала изменяется от лоренцевой к дебаевской при приложении внешнего постоянного магнитного поля. Влияние внешнего магнитного поля на *S*-параметры таких материалов было исследовано в [545].

В связи с указанными возможными применениями, свойства ЛАМСО являются объектом интенсивных экспериментальных исследований. Например, были проведены измерения КМ, содержащих длинные параллельные ЛАМСО на основе Fe и Co, в коаксиальной линии и при помощи измерительной катушки [327, 458]. Показано, что ЛАМСО на основе Co имеют меньшие значения коэрцитивной силы, чем микропровода на основе Fe, что связано с различиями их доменной структуры. Магнитная проницаемость на частоте 10 МГц значительно выше в ЛАМСО на основе Co, чем на основе Fe [661]. КМ с регулярным и случайным расположением ЛАМСО были изготовлены и исследованы импедансным и коаксиальными методами [433]. При этом были получены высокие значения магнитной проницаемости и высокие магнитные потери при содержании микропровода в КМ, равном 10%. Различие в эффективной магнитной проницаемостью между случаями регулярного и случайного распределения отрез-

ков ЛАМСО хорошо объясняются анизотропией собственной проницаемости ЛАМСО и анизотропией исследуемых КМ.

Постановка задачи. Ниже описано экспериментальное исследование КМ с волокнистыми включениями, проведённое с целью оценки возможности их использования в качестве компонентов РПП. В частности, подраздел 4.2 посвящён исследованию КМ с наполнением проводящими (углеродными и алюминизированными) волокнами, которые проявляли бы резонансную дисперсию диэлектрической проницаемости в СВЧ диапазоне. Подраздел 4.3 описывает экспериментальное исследование КМ, содержащих другой тип волокнистых включений – одностенных и многостенных УНТ. Целью работы в обоих случаях было исследование частотной дисперсии диэлектрической проницаемости таких КМ и сравнение полученных результатов с имеющимися теоретическими моделями.

В подразделе 4.4 показаны экспериментальные данные по СВЧ свойствам КМ, содержащих ЛАМСО и проявляющих высокие значения СВЧ магнитной проницаемости. Целью работы являлось экспериментальное определение собственной магнитной и диэлектрической проницаемостей микропровода, проведённое для оценки перспективности его использования в КМ для СВЧ применений.

4.2 СВЧ диэлектрическая проницаемость композитных материалов с проводящими волокнами[#]

Постановка эксперимента. Были исследованы листовые образцы КМ, содержащие отрезки проводящих волокон определённой длины и проводимости, заключённых в диэлектрической матрице с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_м$=1,8 и малыми диэлектрическими потерями. Длина волокон могла находиться в диапазоне от 1 до 50 мм, при этом точность их нарезки составляла ±0,2 мм. Поперечный размер образцов составлял 20×20 см при толщине, лежавшей обычно в интервале от 0,1 до 1 мм. Волокна в исследованных листовых КМ ориентированы параллельно плоскости листа; в этой плоскости их расположение и ориентация случайны.

Образцы изготавливали при помощи лакокрасочной технологии и при помощи технологии формования стеклобумаги. В первой из них волокна смешивали с жидкой полимерной основой и наносили на фторопластовую подложку при помощи воздушного распыления. После нанесения слоя толщиной 0,1–0,2 мм проводили сушку образца; затем напыление повторяли до получения необходимой толщины листа. После этого образец отделяли от подложки. Лакокрасочное напыление позволяло работать с волокнами длиной до 10 мм. При приготовлении образцов с волокнами большей длины необходимое их количество случайным образом рассыпали по поверхности влажного полимерного слоя, изготовленного лакокрасочным методом, а после высыхания наносили следующий слой.

Технология формования стеклобумаги состоит в приготовлении случайной смеси проводящих и непроводящих волокон, помещение её в пресс-форму и заливку жидким полимером.

В качестве волокон были использованы углеродные волокна (УВ) и алюминизированные стекловолокна промышленного производства, а также отрезки медного провода толщиной 0,1 мм в лаковой изоляции. УВ имеют удельное сопротивление ρ в диапазоне от 200 до 10000 мкОм×см и диаметр a_D=8 мкм. Алюминизированные стекловолокна имеют диаметр около 25 мкм, причем алюминиевое покрытие образует дорожку на одной из сторон стекловолокна, составляя около трети поперечного сечения волокна. Эффективное сопротивление покрытия может отличаться от сопротивления чистого алюминия (2,65 мкОм×см) из-за наличия трещин и неоднородностей. Однако, как показано ниже, отличие проводимости покрытия от проводимости чистого металла не влияет на СВЧ свойства КМ с наполнением такими волокнами. Были также приготовлены образцы со смесями волокон различной длины и образцы, содержащие, кроме волокон, алюминиевую пудру (частицы алюминия в форме пластинок диаметром 5–10 мкм и толщиной около 0,5 мкм).

[#] Материал подраздела опубликован в статьях [391, 436, 437, 462]. Часть экспериментальных и все численные результаты, представленные в этом подразделе, получены в сотрудничестве с группой под рук. д-ра Е.Б. Гана, Национальный университет Сингапура.

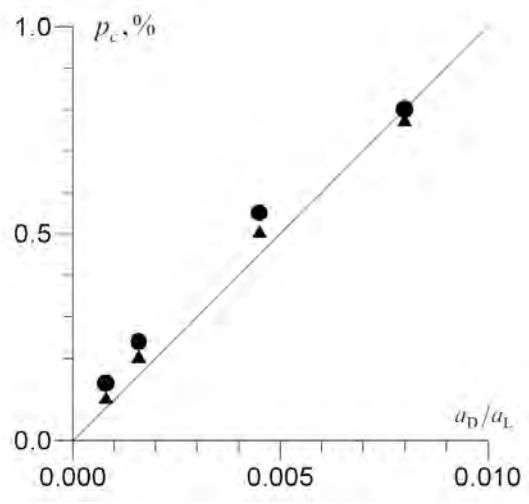


Рисунок 4.1 – Измеренные значения порога протекания в зависимости от отношения a_D/a_L для КМ, содержащих УВ с ρ=1300 мкОм×см (треугольники) и ρ=10000 мкОм×см (круги). Линия – зависимость (4.25)

Диэлектрическая проницаемость листовых образцов в СВЧ диапазоне была измерена при помощи скалярных методов, описанных в подразделах 1.4 (в частотном диапазоне от 2,5 до 25 ГГц) и 1.5 (в частотном диапазоне от 0,14 до 1,05 ГГц). Измерения, проведённые в Сингапурском университете, выполнены с применением квазиоптического метода НРУ в диапазоне частот от 2 до 18 ГГц, см. рис. 1.2 и описание к нему. Все результаты измерений соответствуют нормальному падению ЭМВ на листовые образцы; волновой вектор падающей ЭМВ перпендикулярен волокнам. Обработку данных о частотной зависимости диэлектрической проницаемости КМ проводили путём их аппроксимации лоренцевым законом частотной дисперсии, как это описано в подразделе 2.4.

Диэлектрическая проницаемость листовых материалов была также измерена в направлении, перпендикулярном плоскости листа. Измерения были выполнены в диапазоне частот ниже 1 ГГц при помощи анализатора импеданса *Agilent 4291B* и емкостной измерительной ячейки. Образцы размером 7×7 мм^2 были вырезаны из листовых образцов для квазиоптических измерений. Для устранения воздушных зазоров между образцом и электродами ячейки была использована проводящая паста. Согласно описанию прибора, точность измерения диэлектрической проницаемости находится в пределах ±15% для ε<10. Эти измерения также были проведены в Сингапурском университете.

Измерение магнитной проницаемости образцов не проводили. Так как все волокна в исследованных КМ расположены перпендикулярно волновому вектору, то их эффективная магнитная проницаемость близка к единице. Неединичная магнитная проницаемость в исследуемых КМ может возникать за счёт их взаимодействия с соседними слоями в многослойной структуре [395] или при наклонном падении волны на листовой материал [139].

Измерение порога протекания. Для определения p_c КМ с УВ были приготовлены серии из нескольких листовых образцов с различающимися концентрациями вблизи p_c и измерена проводимость этих образцов. Образцы были изготовлены при помощи технологии формования стеклобумаги, позволяющей максимально устранить корреляции в расположении волокон.

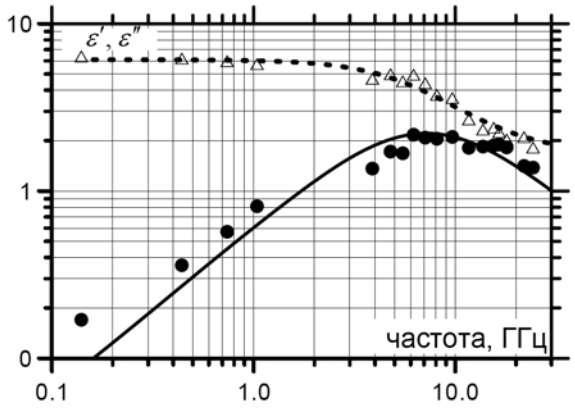


Рисунок 4.2 – Измеренная частотная зависимость действительной части (треугольники) и мнимой части (круги) диэлектрической проницаемости КМ с УВ с a_L=1,5 мм, ρ=10000 мкОм×см и p=0,01% об. Линии – результат аппроксимации измеренных данных дебаевской частотной зависимостью

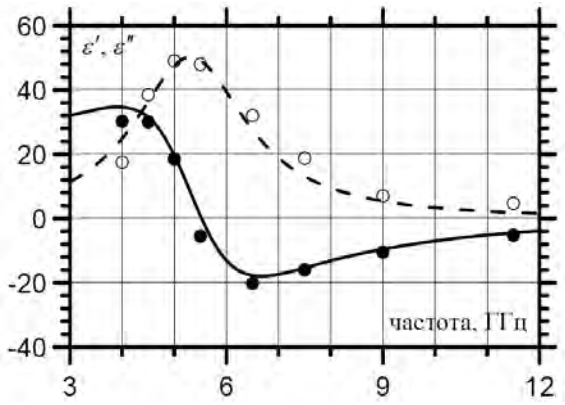


Рисунок 4.3 – Измеренная частотная зависимость действительной (пустые символы) и мнимой частей (зачернённые символы) диэлектрической проницаемости КМ с алюминизированными волокнами с a_L=20 мм и p=0,005% об. Линии – результат аппроксимации данных лоренцевой частотной зависимостью

Полученные результаты показаны на рис. 4.1 в зависимости от отношения диаметра волокна к его длине для двух типов волокон: с ρ=1300 мкОм×см и ρ=10000 мкОм×см. Измеренные значения p_c несколько различаются для двух типов волокон. Это связано с тем, что проводимость УВ коррелирует с их механической жёсткостью: чем ниже проводимость волокна, тем ниже его модуль упругости. В свою очередь, жёсткость УВ может влиять на расположение волокон в КМ и, соответственно, сдвигать p_c. Различия между двумя типами волокон невелики, и в целом результаты согласуются с линейной зависимостью,

$$p_c = a_D/a_L, \tag{4.25}$$

показанной на рисунке сплошной линией.

Экспериментальное исследование СВЧ диэлектрической проницаемости КМ с проводящими волокнами. Рисунок 4.2 показывает измеренную частотную зависимость диэлектрической проницаемости КМ с УВ при a_L=1,5 мм и ρ=10000 мкОм×см. Объёмная концентрация волокон составляет 0,01% ($p<<p_c$=0,6%; здесь и далее все концентрации даны в объёмных процентах), толщина образца – менее 1 мм. Несмотря на низкую концентрацию включений, диэлектрическая проницаемость образца довольно высока: её статическое значение равно приблизительно восьми. Аппроксимация измеренных данных дебаевским законом частотной дисперсии также приведена на рисунке.

Рисунок 4.3 показывает измеренную частотную зависимость диэлектрической проницаемости для КМ с алюминизированными волокнами при a_L=20 мм и p=0,005% об. Из-за высокой проводимости волокон при рассмотрении рассеяния на них, кроме ёмкости волокна, помещенного в диэлектрическую матрицу, $C=\varepsilon_м a_L/(2\ln(a_L/a_D))$, необходимо учитывать и его индуктивность $L=2a_L\ln(a_L/a_D)$ [46]. Рассмотрение волокна в виде *RCL*, а не *RC* эквивалентной цепи приводит к возникновению собственного резонанса волокна. Вследствие наличия резонанса час-

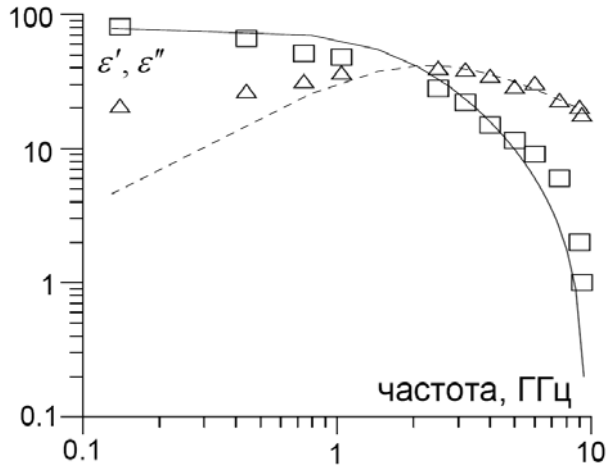


Рисунок 4.4 – Измеренная частотная зависимость действительной части (квадраты) и мнимой части (треугольники) диэлектрической проницаемости КМ с УВ с a_L=10 мм, ρ=1400 мкОм×см и p=0,05% об. Линии – результат аппроксимации измеренных данных лоренцевой зависимостью

тотная зависимость имеет лоренцев вид; аппроксимация измеренных данных лоренцевым законом частотной дисперсии показана на рисунке линиями. Выше частоты резонанса действительная часть проницаемости принимает отрицательные значения.

Рисунок 4.4 иллюстрирует промежуточный между резонансным и дебаевским тип диэлектрической дисперсии. Данные получены для КМ с УВ при a_L=10 мм, ρ=1400 мкОм×см и p=0,05% об. При этом $f_{\text{рел}} \sim f_{\text{рез}}$ и наблюдается широкий пик диэлектрических потерь, как в дебаевской зависимости. С другой стороны, действительная часть диэлектрической проницаемости на частотах выше 10 ГГц падает ниже $\varepsilon_{\text{м}}$, как в резонансной зависимости. Аппроксимирующие кривые на рисунке получены с использованием лоренцева закона частотной дисперсии.

Учёт индуктивности в формуле приближения малых возмущений приводит к следующим выражениям для параметров лоренцева закона:

$$\varepsilon_{\text{ст}} = \varepsilon_{\text{м}}\left(1+\frac{1}{3}\frac{p}{\ln a_L/a_D}\left(\frac{a_L}{a_D}\right)^2\right),\ f_{\text{рел}} \approx \frac{2\sigma}{\varepsilon_{\text{м}}}\left(\frac{a_D}{a_L}\right)^2 \ln a_L/a_D\,,\ f_{\text{рез}} \approx \frac{c}{2a_L\sqrt{\varepsilon_{\text{м}}}}. \qquad (4.26)$$

Отметим, что, несмотря на планарное расположение волокон, эти формулы соответствуют значению κ=1/3. Это связано с тем, что теория рассматривает эллипсоидальные включения, а эксперимент имеет дело с волокнами цилиндрической формы. Дипольный момент, наведённый в цилиндрической и эллипсоидальной частицах, одинаков, если равны их линейные размеры, но объём цилиндра в 1,5 раз больше. Поэтому поляризуемость эллипсоида в 1,5 раз выше. Это может быть учтено эффективным снижением объёмной концентрации цилиндрических включений в КМ в 3/2 раза. Вместе с множителем, учитывающим случайное распределение волокон по ориентациям, это дает κ=1/2×2/3=1/3.

Из сравнения рис. 4.3 (4.20) видно, что измеренная частота релаксации (и, следовательно, добротность диэлектрического резонанса) много ниже, чем предсказывает теория. Это утверждение остаётся верным, даже если перенормировать проводимость волокна для учёта скин-эффекта. Простая оценка показывает, что уширение резонанса не может быть связано с неточностью нарезки волокон. Линейная зависимость статической проницаемости от концентрации свидетельствует, что уширение не связано и с взаимодействием между волокнами. Причиной полученного расхождения является то, что (4.20) не учитывает сопротивление излучения волокон.

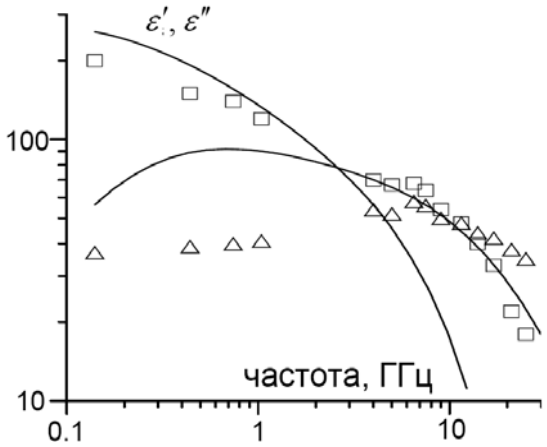


Рисунок 4.5 – Измеренная частотная зависимость действительной части (квадраты) и мнимой части (треугольники) диэлектрической проницаемости КМ с УВ с a_L=1,8 мм, ρ=1400 мкОм×см и p=0,52% об. Линии – результат аппроксимации измеренных данных теорией (4.19)

Сопротивление излучения полуволнового диполя равно 77 Ом, что много выше омического сопротивления металлических волокон; это сопротивление и вносит основной вклад в добротность. Поэтому добротность резонанса в КМ с алюминизированными волокнами и отрезками медной проволоки (данные см. ниже) примерно одинакова, несмотря на значительно более низкое погонное сопротивление последних. Отсутствие зависимости добротности от омического сопротивления означает, что при анализе свойств КМ с волокнами нет нужды проводить перенормировку проводимости волокна для учёта скинирования. Отметим также, что доминирующий вклад сопротивления излучения в резонансные потери ограничивает возможность описания исследуемых материалов в терминах эффективной диэлектрической проницаемости, см. ниже.

С учётом этих замечаний, данные на рис. 4.2–4.4 находятся в согласии с приближением малых возмущений (3.9). Это верно даже в отношении рис. 4.4, соответствующему КМ с $p \sim p_c$: измеренное значение статической проницаемости равно 80, а формулы (4.26) дают для этого случая $\varepsilon_{ст}$=75. Таким образом, наличие соседних волокон не изменяет поляризуемость каждого отдельного волокна. Этот результат противоречит общепринятому мнению, что в ансамбле длинных волокон реализуется сильное дальнодействующее взаимодействие между ними [131].

Теория [396] (формулы (4.13)) предсказывает линейную зависимость p_c от отношения размеров волокон, но не согласуется с пределом малых возмущений и, следовательно, дает отклонения от эксперимента, начиная уже с низких концентрациях волокон в КМ. Поэтому здесь эта теория рассматриваться не будет. Теория (4.19) также предсказывает линейную зависимость порога протекания от параметров волокон; согласие с (4.25) достигается при выборе K_z=3. Более того, теория позволяет получить согласие с приближением малых возмущений в широком диапазоне концентраций, в полном согласии с экспериментальными данными. Например, для данных на рис. 6.4 $\varepsilon_{эфф}/\varepsilon_м << a_L/a_D$=1250 и, следовательно, из (4.19) следует, что ёмкость волокна пропорциональна $\varepsilon_м$, а не $\varepsilon_{эфф}$. Причиной этого является неоднородность окружения, в которое помещены волокна в КМ. Мерой неоднородности служит толщина волокна: если параметр неоднородности a_ξ, мал по сравнению с толщиной волокна, то ёмкость волокна пропорциональна $\varepsilon_{эфф}$. В противоположном случае, $a_\xi >> a_D$, ёмкость волокна пропорциональна диэлектрической проницаемости матрицы, которая считается непрерывной.

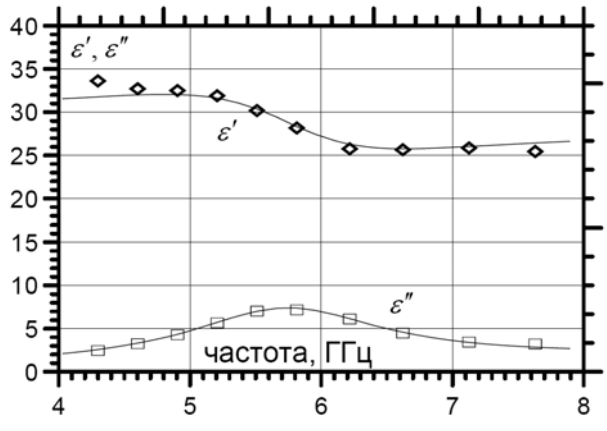


Рисунок 4.6 – Дисперсионная зависимость диэлектрической проницаемости для композита, содержащего алюминизированные волокна длиной 8 мм (p=0,02 %) и алюминиевую пудру (p=10 %). Точки – экспериментальные данные (ромбы для действительной части и квадраты для мнимой части), линии – аппроксимирующая резонансная зависимость

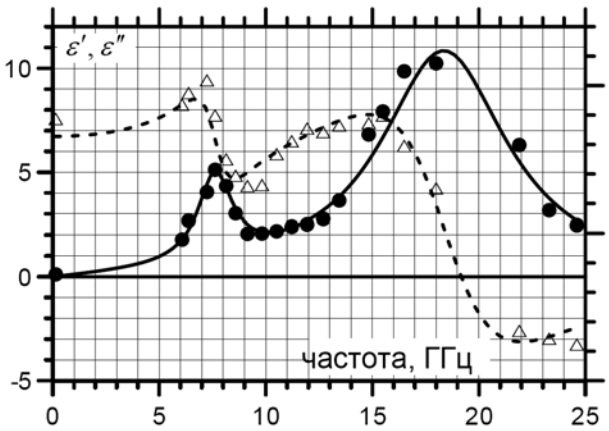


Рисунок 4.7 – Дисперсионная зависимость диэлектрической проницаемости для КМ, содержащего алюминизированные волокна двух различных длин: 5 мм (p=0,07 %) и 12 мм (p=0,03 %). Точки – экспериментальные данные (треугольники для действительной части и круги для мнимой части), линии – аппроксимирующая резонансная зависимость

Результаты сравнения теории (4.19) с экспериментом в непосредственной близости от p_c показаны на рис. 4.5. На рисунке приведена измеренная дисперсионная зависимость для КМ с УВ с a_L=1,8 мм и ρ=1400 мкОм×см. Объёмная концентрация волокон равна 0,52%, в то время как экспериментальное значение p_c составляет 0,5%, а (4.25) дает p_c=0,45%. Линиями на рисунке показан результат теории (4.19). Из рисунка видно хорошее качественное согласие между измеренной и теоретической кривыми. В количественном отношении, теория предсказывает заметный сдвиг пика диэлектрических потерь по сравнению с приближением малых возмущений $p \to p_c$. В эксперименте изменение формы частотной зависимости при увеличении концентрации проявляется как равномерный подъём НЧ склона пика потерь, без заметного изменения положения максимума потерь. Причиной этого расхождения может быть влияние неидеальности контактов между соприкасающимися волокнами, см. подраздел 4.3.

Рисунки 4.6. и 4.7 относятся к случаю, когда в состав КМ входят проводящие включения двух разных типов (различной длины и/или проводимости). На рис. 4.6 показаны диэлектрические дисперсионные зависимости для КМ, содержащего алюминизированные волокна (длина 8 мм, концентрация 0,02 %) и 10% алюминиевой пудры. На рис. 4.7 приведены данные для КМ с алюминизированными волокнами двух различных длин – 15 мм (концентрация 0,03%) и 5 мм (концентрация 0,07 %). Кривые на обоих рисунках получены аппроксимацией измеренных данных лоренцевой зависимостью, содержащей два резонансных члена.

Хорошо известно, что частота дипольного резонанса волокон зависит от диэлектрической проницаемости окружения ε_0 как $f_{\text{рез}} = f_0\sqrt{\varepsilon_0}$, где f_0 – резонансная частота волокна в вакууме. Взаимодействием между резонансными волокнами можно пренебречь, так как их концентрация мала, а действительная часть поляризуемости волокон равна нулю в резонансе. По-

этому при анализе резонанса диэлектрической проницаемости здесь достаточно рассмотреть единственное резонансное волокно, окружённое включениями другого типа, создающими эффективную среду («композитную матрицу») с диэлектрической проницаемостью ε_0.

Для КМ, дисперсионная зависимость которого показана на рис. 4.6, эффективная среда, создаваемая алюминиевой пудрой, имеет диэлектрическую проницаемость ε_0=30. Т.е., наличие пудры должно было бы сдвинуть частоту резонанса алюминизированных волокон приблизительно в $\sqrt{30}$ раз, т.е. с 12,5 до 2,3 ГГц. Из рисунка видно, что измеренная резонансная частота составляет 6 ГГц, т.е. значительно выше. Точно так же, для данных на рис. 4.7 более короткие волокна и полимерная матрица составляют эффективную среду, имеющую на частоте резонанса длинных волокон диэлектрическую проницаемость ε_0=6. Это должно было бы привести к сдвигу резонансной частоты длинных волокон приблизительно до 3,1 ГГц. Тем не менее, измеренная частота резонанса длинных волокон равна 7,5 ГГц, т.е. близка к резонансной частоте таких волокон в полимерной матрице.

Теория (4.20) качественно объясняет полученные экспериментальные результаты по свойствам многофазных КМ. В немагнитных материалах сдвиг резонансной частоты волокна определяется его ёмкостью. Так как эффективная среда вблизи резонансного волокна создается, главным образом, включениями другого типа, то и размерный параметр, используемый при вычислении погонной ёмкости волокна и характеризующий средний масштаб неоднородностей материала, должен зависеть от размера этих включений. Обозначим этот параметр через a_ζ и будем использовать его вместо a_L при вычислении интеграла (4.17).

Учитывая, что $a_L > a_\zeta > a_D$ и что концентрация проводящих включений мала, так что можно пренебречь отличием $\varepsilon_{эфф}$ от $\varepsilon_м$ в аргументе логарифма, легко получить вместо (4.18)

$$C = \frac{a_L/2}{\ln\left(a_\zeta/a_D\right)/\varepsilon_м + \ln\left(a_L/a_\zeta\right)/\varepsilon_{эфф}} \qquad (4.27)$$

Для КМ с проводящими волокнами двух различных длин (рис. 4.7), $a_\zeta \sim a_L$ и (4.27) переходит в

$$C = \varepsilon_м a_L/\left(2\ln\left(a_L/a_D\right)\right) \qquad (4.28)$$

вместо (4.10). Резонансная частота более длинных волокон пропорциональна квадратному корню из проницаемости диэлектрической матрицы $\varepsilon_м$, а не из эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{эфф}$, что согласуется с экспериментом.

Для КМ с проводящими волокнами и алюминиевой пудрой, знаменатель (4.27) включает два члена, примерно равных по величине. В результате ёмкость снижается приблизительно вдвое по сравнению с (4.28), и резонансная частота волокон занимает промежуточное положение между $f_0/\sqrt{\varepsilon_м}$ и $f_0/\sqrt{\varepsilon_{эфф}}$, что также качественно согласуется с измеренными данными.

Количественная проверка согласия теории с экспериментом проведена ниже.

Зависимость положения резонансной частоты от толщины образца. Выше резонансной частоты действительная часть диэлектрической проницаемости КМ с резонансными

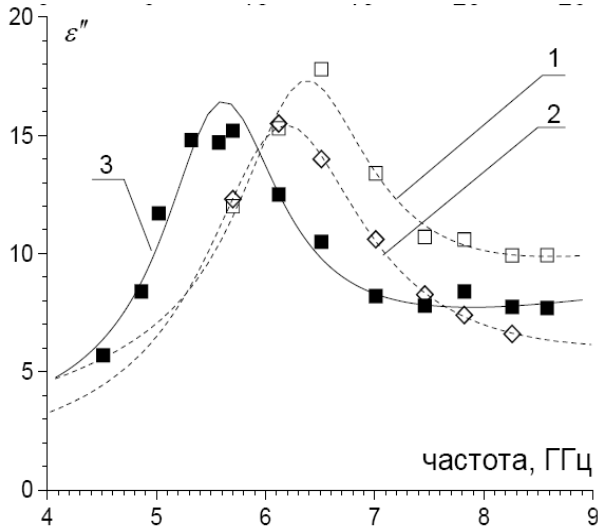


Рисунок 4.8 – Сдвиг резонансной частоты листовых материалов при изменении толщины листа: точки *1* и *2* – измеренная мнимая часть диэлектрической проницаемости для двух образцов одинакового состава, *3* – при их сложении вместе. Линии: аппроксимирующие лоренцевы кривые

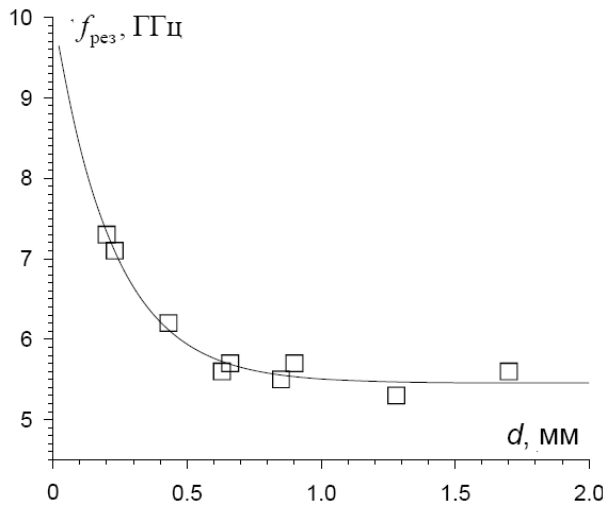


Рисунок 4.9 – Экспериментальная зависимость резонансной частоты листовых материалов от толщины листа (квадраты) и её аппроксимация экспоненциальной зависимостью с параметрами f_0=10,5 ГГц, f_∞=5,5ГГц, d_0=0,2 мм (сплошная линия)

волокнами принимает отрицательные значения. Такие КМ можно рассматривать как частный случай метаматериалов, привлекающих сейчас большое внимание [517, 524, 537, 559].

Так как исследуемые КМ содержат неоднородности с размером, близким к длине волны, то, строго говоря, их взаимодействие с падающей ЭМВ не может быть корректно описано в терминах эффективных материальных параметров. Подтверждением является то, что сопротивление излучения (и, следовательно, рассеяние, а не поглощение) вносит основной вклад в добротность диэлектрического резонанса. Экспериментальное исследование неточности описания исследуемых КМ в терминах эффективных материальных параметров приведено ниже.

Одним из наиболее просто наблюдаемых индикаторов погрешности описания материала эффективными материальными параметрами является изменение измеренных значений параметров при изменении толщины образца. При соответствующем экспериментальном исследовании КМ с длинными проводящими волокнами были использованы образцы, содержащие алюминизированные волокна длиной 10 мм и 15% вес. алюминиевой пудры, частотная зависимость диэлектрической проницаемости которых показана на рис. 4.6. Толщина образцов составляла от 0,1 до 0,4 мм. Для получения большей толщины несколько тонких образцов одинакового состава складывали вместе. Измеренные частотные зависимости аппроксимировали лоренцевым законом частотной дисперсии с учётом диэлектрических потерь, вносимых пудрой, как и для данных на рис. 4.6. Из рисунка видно, что такая аппроксимация хорошо описывает измеренные данные.

Измерения свойств образцов, содержащих алюминиевую пудру, но без проводящих волокон дали для действительной части диэлектрической проницаемости значение $\varepsilon_м$=32. Мнимая часть диэлектрической проницаемости таких образцов не превышает 1...2 на частотах вблизи $f_{рез}$

(т.е. в частотном диапазоне 5…10 ГГц).

Измерения диэлектрической проницаемости КМ с длинными проводящими волокнами показали, что эта величина зависит от толщины образца d. Эта зависимость ярче всего проявляется в изменении резонансной частоты $f_{рез}$. На рис. 4.8 показаны измеренные частотные зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости для двух образцов одинакового состава, а также кривая, полученная при измерении свойств тех же образцов, сложенных вместе. Четко виден сдвиг резонанса, который возникает при сложении образцов и не может быть объяснен погрешностью измерения или неточностью изготовления образцов.

На рис. 4.9 представлена зависимость резонансной частоты, определённой из аппроксимации измеренных данных, от толщины образца. С учётом погрешности измерения диэлектрической проницаемости и технологических погрешностей, точность определения резонансной частоты может быть оценена как ±0,2 ГГц. Другие параметры лоренцевой дисперсионной зависимости не зависят от толщины образца в пределах погрешности эксперимента. Т.е., свойства исследуемых КМ могут быть описаны их эффективной диэлектрической проницаемостью во всей частотной области (как выше, так и ниже резонанса), за исключением достаточно узкого диапазона частот вблизи резонанса.

Так как зависимость свойств от толщины образца предполагает также их зависимость от его окружения, то полученные данные могут содержать систематическую ошибку, которая связана с тем, что при измерении образец расположен вблизи металлического экрана, см. описание метода измерений в подразделе 1.4. Расстояние от образца до экрана определяется диэлектрической проницаемостью и толщиной образца и с увеличением толщины уменьшается с $\lambda/4$ до нуля. Следовательно, для образцов различной толщины влияние экрана на положение резонанса может быть разным. Вклад этой погрешности можно оценить, проводя измерения на высших интерференционных минимумах КО. Такие измерения показали, что систематическая погрешность мала по сравнению с указанной выше случайной ошибкой.

Зависимость параметров среды от толщины образца известна достаточно давно, см., напр., [67, 454] и связана с влиянием границы на условия возбуждения включений, которое обычно характеризуют введением поверхностного электродинамического слоя [16]. При анализе этого влияния обычно рассматривают регулярные решётки точечных диполей. Например, показано, что эффективная проницаемость однорядного слоя значительно отличается от проницаемости массивного материала [608]; толщина граничного слоя в решётке диполей близка к расстоянию между диполями, т.е., к среднему размеру неоднородности материала [608]; при увеличении толщины материала до пяти слоев отличие от свойств массивного материала практически исчезает [666].

Если неоднородная среда содержит длинные тонкие волокна, количество параметров задачи увеличивается: толщина граничного слоя может зависеть от длины и толщины волокон, их концентрации, диэлектрической проницаемости матрицы. Эта задача была рассмотрена в [489] с использованием метода изображений для расчёта резонансной частоты диполя,

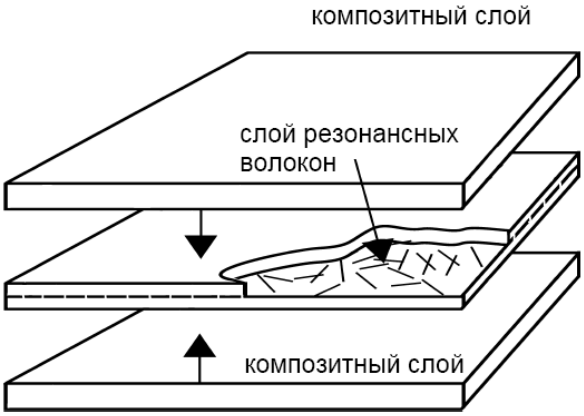


Рисунок 4.10 – Геометрия образцов, использованных при проведении экспериментальных исследований

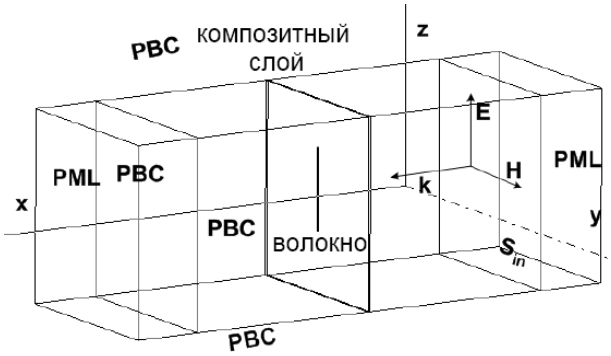


Рисунок 4.11 – Геометрия задачи, использованная при проведении численного расчёта

лежащего вблизи границы раздела сред. Для малых значений диэлектрической проницаемости матрицы, порядка 3, предложено приближённое выражение для толщины граничного слоя d_0~0,05λ_0, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве. Позднее задача была исследована теоретически в [16, 457].

Целью настоящей работы было экспериментальное определение толщины граничного слоя в зависимости от параметров КМ. Зависимость резонансной частоты от толщины образца была аппроксимирована экспоненциальной зависимостью,

$$f_{\text{рез}}(d) = f_\infty + (f_0 - f_\infty)\exp(-d/d_0), \tag{4.29}$$

Будем называть величину d_0 в (4.29) критической толщиной, т.к. слой, заполненный волокнами определённой длины и диаметра и имеющий толщину менее d_0, не может быть описан в терминах эффективной диэлектрической проницаемости. Видно, что зависимость (4.29), показанная на рис. 4.9 линией, близко описывает полученные результаты. Толщина граничного слоя для данных на рис. 4.9 составила около 0,2 мм, что значительно меньше по сравнению с оценкой [489].

Далее исследования были выполнены с использованием сочетания экспериментальных и численных методов. Эксперимент имел дело с «сэндвичевыми образцами», где небольшое количество отрезков медной проволоки были случайным образом распределены по поверхности только что изготовленного КМ, содержащего алюминиевую пудру или короткие (длиной 0,5 мм) отрезки УВ; после высыхания материала сверху на него наносили слой такого же состава и толщины. Таким образом, образец содержал тонкий слой резонансных волокон, расположенный посередине КМ. Для увеличения общей толщины КМ с обеих сторон на него могли быть наложены такие же слои, но без резонансных волокон. Это устранило необходимость изготовления образцов большой толщины, содержащих волокна, а также дало возможность легко варьировать толщину образцов. Геометрия образца показана на рис. 4.10.

Из-за неоднородного распределения волокон по сечению образца такие образцы, строго говоря, не могут быть описаны эффективной диэлектрической проницаемостью. Однако, так как на частотах вплоть до резонанса образцы оптически тонки, η<<1, интерференция волн внутри образца пренебрежимо мала и электромагнитный отклик образцов не зависит от распределения

волокон, определяясь только общим их количеством. По этой причине получаемые данные служат хорошим приближением к случаю однородно распределённых волокон, для которого можно ввести эффективную диэлектрическую проницаемость. С другой стороны, применение такой геометрии позволило избежать неопределённостей, возникающих при равномерном распределении резонансных волокон в образце и связанных с различием расстояния от различных волокон до границы КМ и с затуханием ЭМВ при её распространении через образец.

Для проведения численного исследования был использован электромагнитный симулятор *HFSS* 8. Расчётная модель использовала ячейку размером 40 мм×20 мм×20 мм, в центре которой находился слой размером d×20 мм×20 мм (толщина слоя d варьировалась от 0,1 мм до 6 мм) и анизотропной диэлектрической проницаемостью, равной $\varepsilon_{\parallel}$ в плоскости слоя и $\varepsilon_{\perp}$ перпендикулярно плоскости ($\varepsilon_{\parallel} \geq \varepsilon_{\perp}$). В центре слоя располагалось проводящее волокно длиной a_L и диаметром a_D. Электрическое поле падающей ЭМВ было направлено параллельно волокну, а волновой вектор – вдоль оси ячейки. На грани ячейки, перпендикулярные волновому вектору, были наложены идеально согласованные граничные условия (*PML*), на остальные грани – периодические граничные условия (*PBC*). Геометрия задачи показана на рис. 4.11. Резонансную частоту волокна определяли как частоту, на которой рассчитанный модуль КО от структуры имеет максимум. Так как периодическая решетка резонансных диполей имеет высокую добротность, этот метод определения резонансной частоты достаточно точен.

Необходимость учёта анизотропии диэлектрической проницаемости композитного слоя в численном расчёте связана с тем, что использованные слои также были анизотропны, так как в их состав входили включения несферической формы. Напыление образца для измерений на подложку проводят тонкими слоями толщиной порядка 0,1 мм, поэтому несферические частицы преимущественно ориентируются параллельно плоскости листового образца. Например, рис. 4.12 показывает результат измерения емкостным методом КМ, содержащего 15% вес. алюминиевой пудры. Диэлектрическая проницаемость, измеренная емкостным методом, равна 6 (сплошная линия); квазиоптическое измерение дало значение, равное 33. Различие в результатах не может быть объяснено ни разницей частотных диапазонов двух методов (так как КМ проявляет малые диэлектрические потери и, соответственно, диэлектрическая дисперсия слаба), ни погрешностью измерений (так как результаты емкостных и квазиоптических измерений согласуются в пределах 10% при измерении с другими КМ, например, с карбонильным железом). Таким образом, полученное расхождение связано с анизотропией свойств исследуемого КМ.

Для проведения дополнительной проверки был изготовлен образец КМ с частицами алюминиевой пудры, ориентированными перпендикулярно плоскости образца. Для этого образец КМ, приготовленный обычным способом, был разрезан на полосы, которые была повернуты на 90°, сложены в стопку, склеены друг с другом и вырезаны под размер 7×7×3 мм^3. Верхняя и нижняя грани полученного образца были отполированы. Результат измерения полученного образца показан на рис. 4.12 пунктиром. Измеренное значение диэлектрической константы составляет 30, что близко к значению 33, полученному квазиоптическим методом.

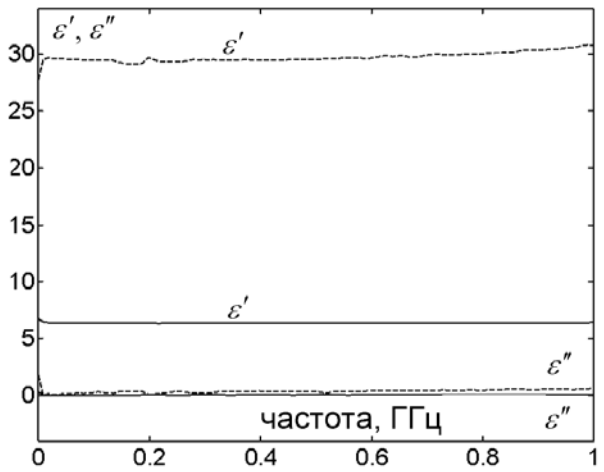


Рисунок 4.12 – Частотная зависимость диэлектрической проницаемости КМ, содержащего 15% вес. алюминиевой пудры, измеренная емкостным методом. Сплошные линии соответствуют неразрезанному образцу, пунктир – склеенному образцу

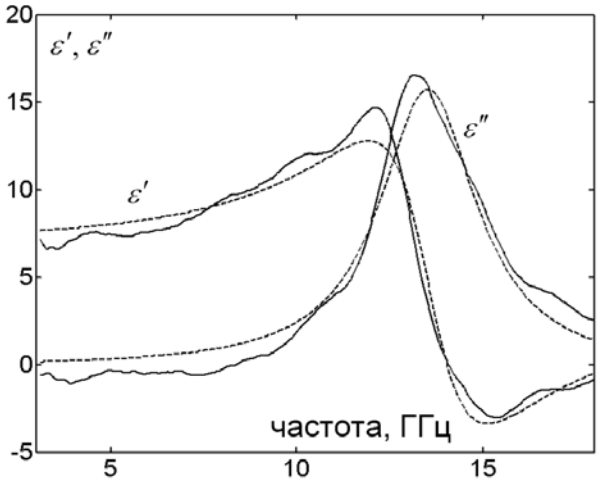


Рисунок 4.13 – Измеренная частотная зависимость диэлектрической проницаемости ансамбля отрезков медной проволоки, рассыпанной по держателю образца (сплошные линии) и её аппроксимация лоренцевым законом частотной дисперсии (пунктир)

Как показано ниже, анизотропия композитной матрицы существенно влияет на положение резонансной частоты помещённых в неё волокон.

Аналогичный результат, $\varepsilon_{\parallel}$=8 и $\varepsilon_{\perp}$=3, был получен для КМ с УВ длиной 0,5 мм. Тангенс диэлектрических потерь в обоих использованных типах КМ не превышал 0,1. Измеренные значения проницаемости были использованы при проведении численных расчётов.

Типичный результат измерения приведен на рис. 4.13. Сплошная линия обозначает измеренную диэлектрическую проницаемость, когда отрезки медной проволоки были расположены непосредственно на держателе образцов. Для расчёта диэлектрической проницаемости образцу приписана фиктивная толщина 0,1 мм. Аппроксимация измеренных данных лоренцевой дисперсионной зависимостью показана на рисунке пунктиром.

Так как концентрация волокон мала, так что взаимодействие между ними несущественно, и диэлектрическая проницаемость держателя образца близка к единице, то измеренная резонансная частота, 13,6 ГГц, должна совпадать с частотой резонанса волокна в свободном пространстве f_0. Из теории полуволнового резонанса известно, что для длины волокна 10 мм резонанс возникает на 15 ГГц. Указанное расхождение вызвано неучётом толщины диполя в теоретическом рассмотрении. Влияние толщины волокна на условия резонанса рассмотрены в [234]. Например, при отношении диаметра к длине, равном 0,04, отношение длины провода к резонансной длине волны равно 0,46 вместо 0,5, что согласуется с данными измерений.

При измерении резонансной частоты волокон, помещённых в матрицу конечной толщины, частотные зависимости диэлектрической проницаемости имеют близкий вид, но резонансная частота сдвигается в НЧ область. Результаты, полученные для резонансной частоты отрезков медного провода, помещённых в композитную матрицу, в зависимости от толщины матрицы, приведены на рис. 4.14. На рисунке показаны два набора экспериментальных и

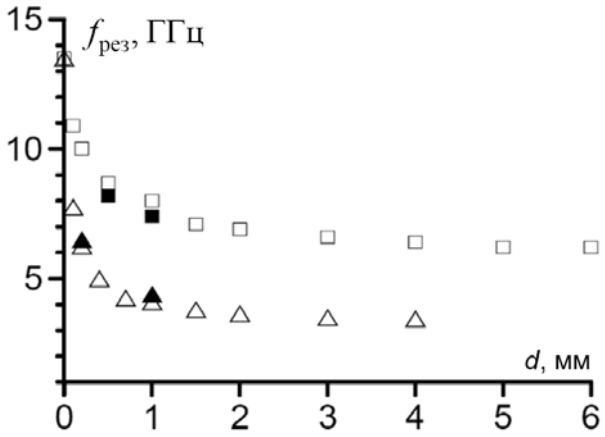


Рисунок 4.14 – Измеренные (зачернённые символы) и расчётные (пустые символы) резонансные частоты проводящего волокна с a_L=10 мм, помещённого в композитную матрицу с алюминиевой пудрой (квадраты) и УВ (треугольники) в зависимости от толщины слоя матрицы

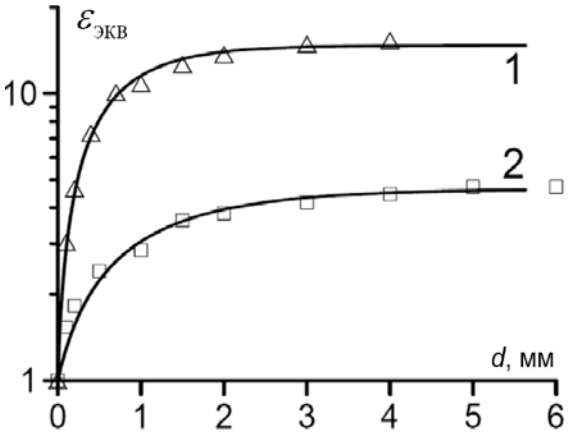


Рисунок 4.15 – Зависимость рассчитанной эквивалентной проницаемости (4.32), пересчитанной по данным рис. 4.14 (точки). Линии – аппроксимации данных формулой (4.33)

численных данных, один из которых относится к матрице с алюминиевой пудрой, а другой – к матрице с УВ. Из рисунка видно хорошее согласие между экспериментом и расчётом.

Отметим ещё раз, что использованные композитные матрицы являются анизотропными. Рассмотрим влияние анизотропии безграничной окружающей среды на частоту резонанса проводящего волокна. Эта частота определяются собственной ёмкостью волокна, равной [46]:

$$\frac{1}{C} = \int_{-a_L/2}^{a_L/2} \frac{1}{\varepsilon_{//}\sqrt{\varepsilon_\perp}} \left(\frac{s^2}{\varepsilon_{//}} + \frac{a_D^2}{\varepsilon_\perp} \right)^{-1/2} ds \approx \frac{2}{a_L\sqrt{\varepsilon_\perp \varepsilon_{//}}} \ln\left(\frac{a_L\sqrt{\varepsilon_\perp}}{a_D\sqrt{\varepsilon_{//}}} \right) \qquad (4.30)$$

для случая одноосной анизотропии матрицы, когда диэлектрическая проницаемость вдоль оси анизотропии равна $\varepsilon_\perp$, две другие компоненты проницаемости равны $\varepsilon_{||}$, а волокно направлено перпендикулярно оси анизотропии. Отношение перпендикулярной и продольной проницаемости в аргументе логарифма мало по сравнению с отношением длины провода к его диаметру, и поэтому первым из отношений можно пренебречь. В результате собственная ёмкость волокна в анизотропной матрице определяется квадратным корнем из произведения перпендикулярной и параллельной проницаемостей. Соответственно, для резонансной частоты получим

$$f_{рез} = f_0 \Big/ \sqrt[4]{\varepsilon_{//}\varepsilon_\perp} \,. \qquad (4.31)$$

Следуя [489], введем эквивалентную диэлектрическую проницаемость слоя композитной матрицы, которая определяет резонансную частоту волокна, помещённого в середину слоя:

$$\varepsilon_{экв} = \left(f_{рез} / f_0 \right)^2 \qquad (4.32)$$

и зависит от $\varepsilon_{||}$, $\varepsilon_\perp$, толщины слоя d и размеров волокна a_L и a_D. Физический смысл величины $\varepsilon_{экв}$ состоит в том, что она определяет суммарную энергию, рассеянную волокном с учётом конечности толщины слоя, в который оно помещено. Если окружающий волокно слой имеет малую толщину, его влияние на резонанс волокна мало, и частота резонанса стремится к величине f_0.

Таблица 4.1 – Значения d_0, полученные из численных расчётов для волокон длиной 10 и 20 мм

ε слоя	1,5	3,5	6	11	22	33	$<d_0>$
d_0, мм, для a_L=10 мм	0,94	0,7	0,78	1,06	1,10	0,75	0,89
d_0, мм, для a_L=20 мм	0,81	0,91	1,15	1,17	1,4	0,95	1,07

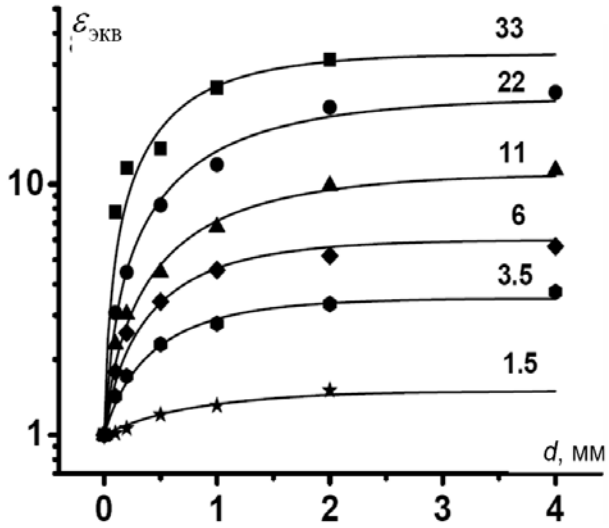


Рисунок 4.16 – Рассчитанная зависимость эквивалентной проницаемости от толщины изотропного диэлектрического слоя при различных значениях проницаемости слоя для a_L=10 мм

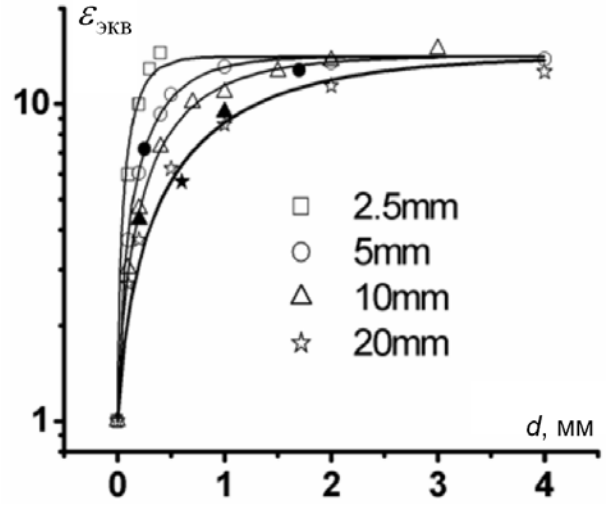


Рисунок 4.17 – Расчётная зависимость эквивалентной проницаемости от толщины анизотропного диэлектрического слоя с проницаемостями $\varepsilon_{\|}$=33 и $\varepsilon_{\perp}$=8 при различных длинах волокна

Для очень тонких слоев резонансная частота близка к величине, наблюдаемой в вакууме, и $\varepsilon_{экв}$=1. С ростом толщины слоя эквивалентная проницаемость растет вплоть до значения, характерного для безграничной среды, $\varepsilon_{экв} = \sqrt{\varepsilon_{\|}\varepsilon_{\perp}}$. Поэтому зависимость эквивалентной проницаемости от толщины слоя была аппроксимирована простым экспоненциальным законом,

$$\varepsilon_{экв} = \sqrt{\varepsilon_{\|}\varepsilon_{\perp}} - \left(\sqrt{\varepsilon_{\|}\varepsilon_{\perp}} - 1\right)\exp\left(-d/d_0\right). \qquad (4.33)$$

Аппроксимации зависимостью (4.33), полученные подбором только одного параметра, d_0, показаны на рис. 4.15 линиями. Зависимость (4.33) обеспечивает лучшее описание полученных результатов, чем зависимость (4.29), использованная выше. Значения d_0 для данных на рис. 4.15 равны d_0=0,68 мм для матрицы с алюминиевой пудрой и 1,21 мм для матрицы с УВ.

Дальнейшее исследование имело целью определение зависимости d_0 от проницаемости слоя и длины волокна. На рис. 4.16 результаты численного расчёта для изотропных слоев с различной проницаемостью применены для определения эквивалентной проницаемости и критической толщины при длине волокон 10 мм; в табл. 4.1 показаны значения d_0, полученные аппроксимацией данных для волокон длиной 10 и 20 мм. Видно, что значение d_0 не возрастает с ростом проницаемости матрицы. Наблюдаемые изменения d_0 могут быть связаны с погрешностью определения резонансной частоты из частотной зависимости КО или с периодичностью использованной численной модели. Другой возможной причиной может быть аппроксимация получен-

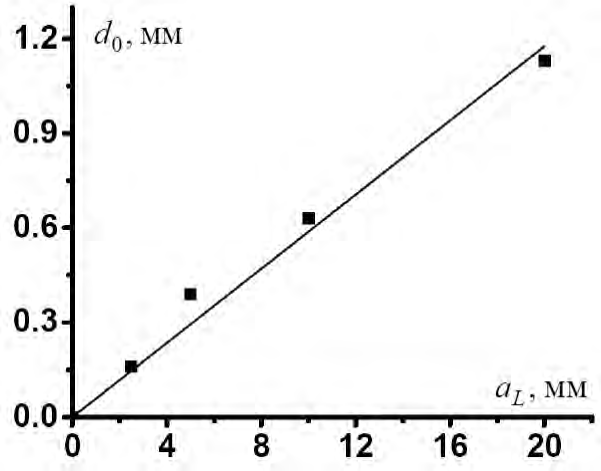


Рисунок 4.18 – Зависимость критической толщины d_0 от длины волокон a_L

ных данных экспоненциальной зависимостью (4.33): экспоненциальное поведение нетипично для квазистатических задач и может быть приближением к какому-то более сложному закону.

На рис. 4.17 показаны расчётные значения эквивалентной проницаемости от толщины анизотропного диэлектрического слоя при проницаемости слоя, характерной для матрицы с алюминиевой пудрой ($\varepsilon_{\parallel}$=33 и $\varepsilon_{\perp}$=8) и различных длин волокна. Полученная из этих данных зависимость d_0 от длины волокон показана на рис. 4.18. Критическая толщина снижается с уменьшением длины волокна. Это ожидаемый результат, т.к. чем длиннее волокно, тем медленнее затухают в направлении от его оси электрические поля, замыкающие заряды на концах волокна.

На рис. 4.17 также показаны значения эквивалентной диэлектрической проницаемости, полученные из эксперимента (зачернённые символы). Эти значения лежат чуть ниже расчётных, возможно, вследствие отклонения положения волокон от центра образца и наличия воздушных зазоров между сложенными слоями. Полученные данные хорошо аппроксимируются линейной зависимостью d_0=0,06a_L, см. рис. 4.18, с учётом которой (4.33) можно переписать в виде

$$\varepsilon_{\text{экв}} = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp}} - \left(\sqrt{\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp}} - 1\right)\exp\left(-\frac{d}{0{,}06a_L}\right) \qquad (4.34)$$

для волокон толщиной 100 мкм, исследованных выше. Критическая толщина определяет границу между планарными и массивными материалами. В планарных материалах значительную роль во взаимодействии с падающей ЭМВ играют неоднородные волны, распространяющиеся за пределами слоя. Такие материалы не могут быть описаны эффективной диэлектрической проницаемостью. Зависимость проницаемости от толщины образца означает, что его электродинамические свойства будут также зависеть от окружения. В массивных материалах с толщиной много больше критической, как правило, основной вклад в эффективные свойства среды вносят волокна, лежащие в толще материала, и влияние граничных слоев мало. Такой материал может быть описан эффективными параметрами, если только поглощение и/или отражение не настолько велики, чтобы граничный слой вносил определяющий вклад в измеряемые свойства КМ [86].

Резонансная частота волокон в толстом слое. Как отмечено выше, в теории (4.20) наличие соседних волокон слабо влияет на поляризуемость каждого отдельного волокна. Причина этого состоит в том, что волокна в КМ помещены в сильно неоднородное окруже-

ние. Мерой неоднородности служит толщина волокна a_D: если параметр неоднородности a_ξ мал по сравнению с a_D, то ёмкость волокна C пропорциональна эффективной проницаемости КМ. В противоположном случае, $a_\xi >> a_D$, ёмкость волокна пропорциональна диэлектрической проницаемости матрицы, которую можно считать непрерывной.

Ниже исследован переход между этими двумя случаями при помощи помещения волокон в композитную матрицу, образованную включениями различного размера и, следовательно, характеризующуюся разными масштабами неоднородности. Концентрация волокон мала настолько, чтобы это ещё позволяло проводить измерения с достаточной чувствительностью; взаимодействие между волокнами слабо и не зависит от их расположения в образце.

Для такого исследования может быть использован любой из трёх параметров, входящих в лоренцеву частотную зависимость, т.к. все они пропорциональны ёмкости волокна. С точки зрения эксперимента, измерение резонансной частоты характеризуется наилучшей чувствительностью, поэтому данные, приведённые ниже, относятся к резонансной частоте диэлектрической проницаемости КМ, содержащих длинные проводящие волокна в композитной матрице. При этом исследованы случаи, когда размер неоднородности композитной матрицы как много меньше, так и много больше диаметра волокон.

Для корректного сравнения измеренных данных с результатами теории необходимо учесть зависимость измеряемой диэлектрической проницаемости планарных образцов КМ от их толщины. Из данных, приведённых выше, следует, что в тонких образцах происходит резкое изменение резонансной частоты с толщиной; на более толстых образцах зависимость от толщины слаба. Такие образцы имеют свойства, аналогичные бесконечному материалу, описываемому теорией, и именно их надо использовать для сравнения. С другой стороны, толщина не должна быть слишком высока, так как в этом случае растет погрешность измерения. На основании полученных выше данных дальнейшее экспериментальное исследование было проведено с образцами толщиной в несколько раз выше критической толщины, а именно 1,5 мм.

На рис. 4.19 показаны резонансные частоты волокон длиной 10 мм, измеренные при помещении волокон в матрицу с различным содержанием алюминиевой пудры. Из-за анизотропии матрицы результат явно отклоняется от зависимости $\propto \varepsilon^{1/2}$. Вместо этого данные могут быть приближены степенной функцией с показателем экспоненты порядка 0,3, показанной на рисунке. Аппроксимирующая кривая проведена так, что она проходит через f_0=13,6 ГГц при ε=1. Зависимость $f_{\text{рез}} \propto \varepsilon^{0.3}$, наблюдаемая в эксперименте вместо зависимости $f_{\text{рез}} \propto \varepsilon^{1/4}$, следующей из (4.32), может быть связана с ростом $\varepsilon_\perp$ при увеличении содержания алюминиевой пудры.

На рис. 4.20 показаны экспериментальные данные для композитной матрицы, включавшей в себя УВ. Измеренное положение резонанса близко к значению, полученному с алюминиевой пудрой, и опять находится в согласии с (4.31). Зависимость резонансной частоты от диэлектрической проницаемости матрицы опять приблизительно пропорционально $\varepsilon^{0.3}$; эта зависимость показана на рисунке сплошной линией.

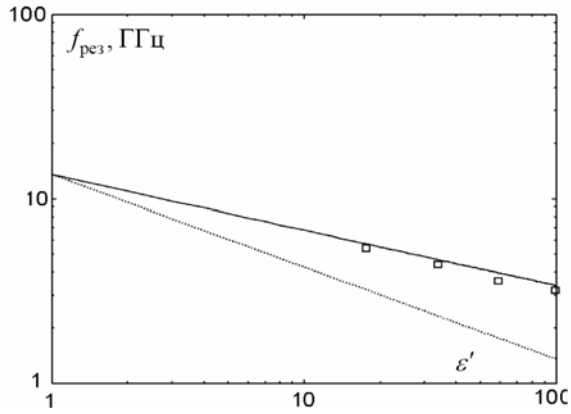


Рисунок 4.19 – Измеренная частота резонанса в зависимости от диэлектрической проницаемости матрицы с алюминиевой пудрой

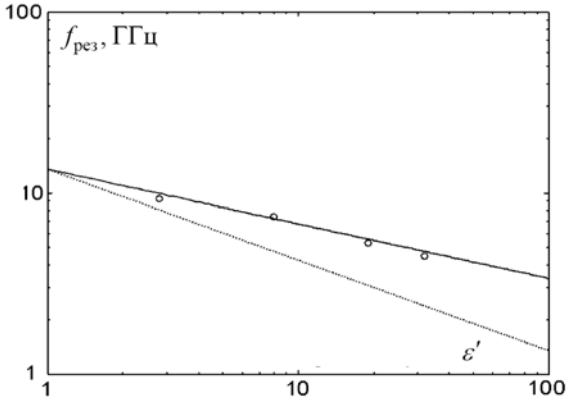


Рисунок 4.20 –Измеренная частота резонанса в зависимости от диэлектрической проницаемости матрицы с УВ длиной 0,5 мм

Подход, предложенный выше, не пригоден для исследования больших масштабов неоднородностей, т.к. в этом случае частотная дисперсия проницаемости матрицы будет расположена близко к диапазону частотной дисперсии волокон, что затруднит анализ измерений. В этом случае для исследования нужно применять данные о НЧ, а не резонансной проницаемости.

Однако, исследованный диапазон масштабов неоднородности достаточен для проверки предположения, на котором основана модифицированная ТЭС (4.18). В соответствии с теорией, при $a_\xi << a_D$, ёмкость волокна дается формулой (4.10), а при $a_\xi >> a_D$ – формулой (4.17). Следовательно, УВ длиной 0,5 мм должны были бы служить неоднородной матрицей для волокон толщиной 0,1 мм, и ёмкость последних должны была бы описываться формулой (4.17). Выше показано, что и в этом случае выполняется формула (4.10). Более того, т.к. в задаче нет размерных величин, лежащих между a_D и a_L, можно предположить, что (4.10) справедливо на масштабах вплоть до длины волокна, что противоречит основному предположению модифицированной ТЭС (4.18). Результат, показанный на рис. 4.7, где резонансные частоты в смеси волокон двух различных длин остаются такими же, как для изолированных волокон, может быть приписан просто тому, что измерения были проведены с тонким образцом, толщиной около 0,5 мм, свойства которого отличаются от свойств массивного материала.

Из полученных результатов видно, что положение резонансной частоты длинных высокопроводящих волокон в композитной матрице полностью определяется толщиной и величиной диэлектрической проницаемости матрицы с учётом её анизотропии. Для описания этой резонансной частоты не требуется никаких дополнительных предположений. Это экспериментально проверено на масштабах неоднородности вплоть до 1/20 длины резонансного волокна.

С учётом этого, хорошее описание модифицированной ТЭС (4.18) экспериментальных данных, может быть приписано эффекту толщины образца, который не был учтен при рассмотрении в начале этого подраздела. В тонком образце резонансная частота волокна близка к той, которая наблюдается в изолированных волокнах. Следовательно, взаимодействие между волокнами пренебрежимо мало, и КМ описывается приближением малых возмущений. Результат ТЭС также близок к приближению малых возмущений в широком диапазоне концентраций, что и

приводит к согласию с экспериментом. Исследование сдвига резонансной частоты на достаточно толстых образцах, проведённое выше, создало условия, в которых это согласие исчезает.

Заметим, что учёт анизотропии КМ позволяет получить согласие с экспериментом не только в отношении резонансной частоты длинных проводящих волокон, но и в отношении зависимости порога протекания от степени вытянутости включений в КМ. Если волокно помещено в анизотропную эффективную среду, это должно менять его фактор деполяризации. Уравнения электростатики в анизотропной среде приводятся к случаю изотропной среды при преобразовании координат $x' \to x/\sqrt{\varepsilon_x}$ и т. д. [46, с. 87]. Соответственно, фактор деполяризации эллипсоида с полуосями a, b, c в анизотропной среде можно определить по (2.3), считая полуоси равными $a^* = a/\sqrt{\varepsilon_a}$, $b^* = b/\sqrt{\varepsilon_b}$ и $c^* = c/\sqrt{\varepsilon_c}$. Для рассматриваемой здесь задачи $b=c=a_D<<a=a_L$ и $\varepsilon_a=\varepsilon_b=\varepsilon_{\parallel}>>\varepsilon_c=\varepsilon_{\perp}$, и

$$N = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{эфф}}}{\varepsilon_{\text{м}}}}\left(\frac{a_D}{a_L}\right)^2, \tag{4.35}$$

где параллельная проницаемость считается равной проницаемости эффективной среды, а перпендикулярная – проницаемости матрицы.

Подстановка (4.35) в ТЭС приводит к кубическому уравнению, из которого нельзя определить p_c. Физически это понятно: предлагаемый подход учитывает анизотропию эффективной среды, но пренебрегает отличием перпендикулярной проницаемости от проницаемости матрицы, т.е., не допускает возникновения проводимости в перпендикулярной плоскости. Чтобы избежать этого, заметим, что при низких концентрациях параллельная восприимчивость в КМ с волокнами пропорциональна $p(a_L/a_D)^2$, а перпендикулярная восприимчивость – просто концентрации p, из-за кругового сечения волокон. Предположим, что это соотношение сохраняется при $p\sim p_c$, когда обе восприимчивости дают основной вклад в соответствующую эффективную проницаемость. Тогда отношение проницаемостей пропорционально $(a_L/a_D)^2$, корень из этого отношения, модифицирующий выражение для форм-фактора, пропорционален (a_L/a_D). Отсюда получаем, что порог протекания пропорционален (a_D/a_L), в соответствии с экспериментом.

Рассмотренное выше влияние анизотропии эффективной среды важно только когда взаимодействие между включениями вносит определяющий вклад в свойства эффективной среды. Это влияние приводит к меньшему росту проницаемости с концентрацией, чем должно было бы быть в изотропной среде. Это объясняет, почему в КМ с волокнами концентрационная зависимость проницаемости линейна почти до порога протекания.

То есть, анизотропия эффективной среды может объяснить все экспериментальные факты, которые наблюдаются в КМ с проводящими волокнами: как зависимость резонансной частоты длинных проводящих волокон, так и зависимость p_c от степени вытянутости волокон, а также линейность концентрационной зависимости проницаемости при высоких концентрациях. При этом предположения об особых свойствах эффективной среды вблизи длинных проводящих волокон становятся ненужными.

4.3 СВЧ диэлектрическая проницаемость композитных материалов с углеродными нанотрубками[#]

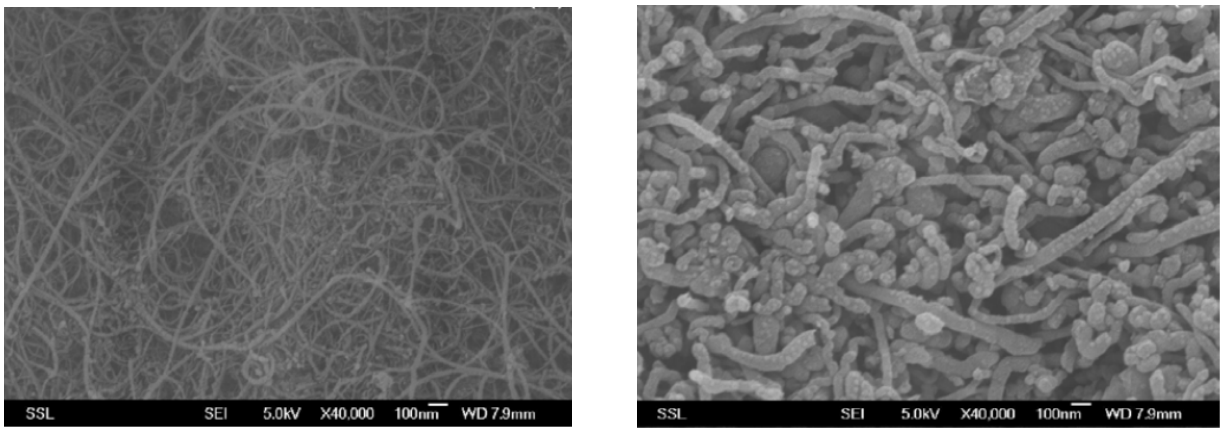
Постановка эксперимента. При проведении исследования были использованы два типа УНТ, одностенные и многостенные, производства компании *Sigma-Aldrich*. Характеристики УНТ приведены в табл. 4.2. Рисунок 4.21 показывает изображение исследуемых УНТ, полученное методом сканирующей электронной микроскопии. Из рисунка видно, что диаметр одностенных УНТ превышает значения, указанные поставщиком. Возможными причинами расхождения могут быть возникновение пучков УНТ, которые хорошо видны на рис 4.21*а* и 4.21*б*, и то, что часть УНТ являются многостенными, а не одностенными. Также из рисунка видно, что отношение длины к диаметру намного выше для одностенных, чем для многостенных УНТ.

В качестве диэлектрической матрицы для приготовления КМ была использована стандартная двухкомпонентная эпоксидная смола, диэлектрическая проницаемость которой равна $\varepsilon_м$=2,9. УНТ вручную перемешивали с эпоксидной смолой в течение 15 мин без применения ультразвукового размешивания. Затем смесь помещали в форму и отверждали при температуре 68°C в течение 24 час. Везде ниже указаны весовые концентрации УНТ в КМ.

Измерение диэлектрической проницаемости образцов, имевших толщину 1–2 мм, проводили методом НРУ в 7/3 коаксиальной измерительной ячейке. Согласно анализу погрешно-

Таблица 4.2 – Характеристики использованных УНТ

	Одностенные УНТ	Многостенные УНТ
Чистота	90%	95%
Примеси	нано-частицы сажи, многостенные УНТ	–
Длина	0,5–100 мкм	0,5–2 мкм
Диаметр	1,1 нм	30–50 нм



а *б*

Рисунок 4.21 – Электронные фотографии УНТ: (а) одностенные; (б) многостенные

[#] Исследование было проведено в сотрудничестве с группой под руководством д-ра Е.Б. Гана, Национальный университет Сингапура. Материал подраздела опубликован в статье [435]

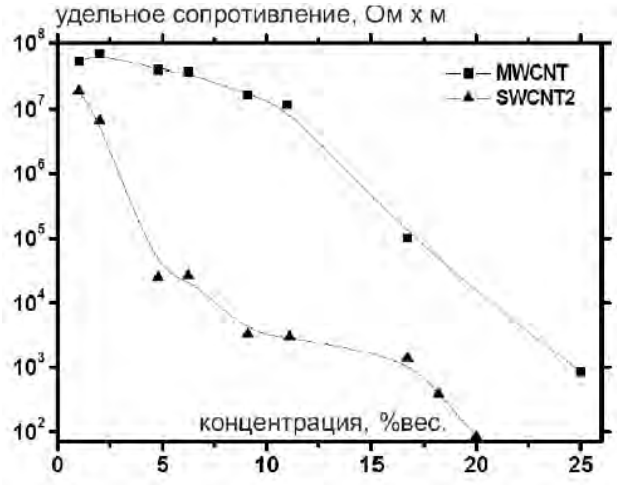


Рисунок 4.22 – Измеренное удельное сопротивление КМ с одностенными (треугольники) и многостенными (квадраты) УНТ в зависимости от концентрации

стей метода, проведённому в [659], погрешность проводимых измерений лежала в пределах 10% для значений ε'<15. Одним из основных источников погрешности измерения диэлектрической проницаемости в коаксиальной линии является влияние зазоров между образцом и стенками линии. Для снижения этой погрешности результаты измерения корректировали на наличие щели с использованием измеренных размеров образца, см. раздел 1, обсуждение формулы (1.10). Сопротивление коаксиальных образцов измеряли мультиметром *Megger BMM80*, отмывая перед измерением образец спиртом для удаления смазки, нанесённой на форму перед формованием.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. На рис. 4.22 показано измеренное удельное сопротивление исследованных КМ в зависимости от концентрации УНТ p. Видно, что сопротивление КМ с многостенными УНТ слабо зависит от p при концентрациях ниже приблизительно 6% вес. Здесь проводимость КМ в основном определяется проводимостью эпоксидной матрицы, а вклад в проводимость от УНТ мал. Следовательно, p_c в этих КМ близок к 6%. Так как матрица одинакова в двух сериях КМ, то p_c в КМ с одностенными УНТ можно определить как концентрацию, ниже которой проводимость обоих КМ близка. Эта концентрация составляет приблизительно 1% вес.

Известно, что объёмная концентрация УНТ в КМ на основе эпоксидной смолы составляет приблизительно 1/3 от их весовой концентрации [354]. Следовательно, в рассматриваемых КМ порог протекания равняется приблизительно 0,3% об. для одностенных УНТ и 2% об. для многостенных УНТ. Последнее из значений с хорошей точностью равно отношению среднего диаметра УНТ к их средней длине: по данным табл. 4.2 это отношение близко к 1%. Следовательно, для этой серии КМ величина p_c хорошо согласуется со значением, даваемым (4.25).

Для одностенных УНТ аналогичный расчёт с использованием (4.25) и данных табл. 4.2 дает значение 0,002% об. Хотя неоднородность длины УНТ велика, с её помощью трудно объяснить такое большое расхождение между измеренным и теоретическим значениями. Известно, что величина p_c возрастает в случае наличия неоднородности расположения и агломерации включений. Как видно из рис. 4.21, одностенные УНТ агломерированы в крупные пучки, каждый из которых включает большое число УНТ, а толщина пучков доходит до 10 нм. Можно предположить, что ручное смешивание КМ не разбивает пучки, и присутствие последних влияет

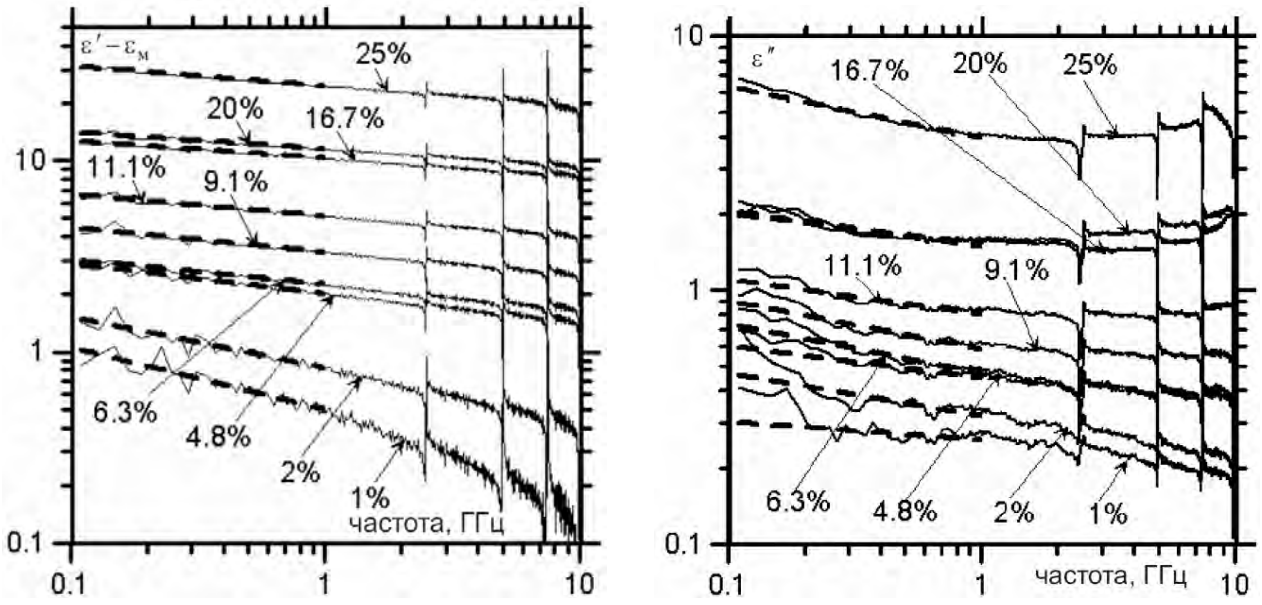


Рисунок 4.23 – Частотные зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей диэлектрической восприимчивости КМ с различными концентрациями многостенных УНТ. Сплошные линии – результат измерения, пунктир – аппроксимации измеренных данных степенной частотной зависимостью

на микроструктуру КМ, являясь одним из ключевых факторов, определяющих электрические свойства КМ; в частности, наличие пучков является основной причиной различия между КМ с двумя типами УНТ, использованными в данной работе.

На рис. 4.23 и 4.24 показаны измеренные частотные зависимости диэлектрических свойств КМ, содержащих многостенные и одностенные УНТ, соответственно. На обоих рисунках дано значение диэлектрической восприимчивости, т.е., измеренная диэлектрическая проницаемость за вычетом диэлектрической проницаемости эпоксидной матрицы. Дисперсионные зависимости для двух типов КМ близки и не обнаруживают пиков диэлектрических потерь, характерных для дебаевской зависимости. Частотная зависимость монотонна и напоминает частотную зависимость перколяционного типа. Резонансные пики, наблюдаемые на частотах 2,5, 5 и 7,5 ГГц, являются особенностью *TRL* калибровки, использованной при проведении измерений. Поэтому аппроксимацию зависимостей проводили при помощи перколяционного закона (4.2), а не законами дисперсии типа Коул–Коула; диапазон частот, в котором проводили аппроксимацию, был ограничен сверху частотой 1 ГГц, для того, чтобы исключить влияние резонансов высших мод. Для оценки отклонения измеренных частотных зависимостей от универсального дисперсионного закона (4.2), частотные зависимости действительной и мнимой частей ε аппроксимировали независимо, используя для каждой из них свой экспоненциальный индекс, Y' и Y'':

$$\varepsilon' = K' \, f^{Y'}, \quad \varepsilon'' = K'' \, f^{Y''} \tag{4.36}$$

Аппроксимации, показанные на рис. 4.23 и 4.24 пунктирными линиями, хорошо согласуются с измеренными частотными зависимостями, особенно для действительной части диэлектрической проницаемости. Для ε'' измеренные данные проявляют больший шум, чем для ε', что связано с меньшей величиной мнимой части по сравнению с действительной частью.

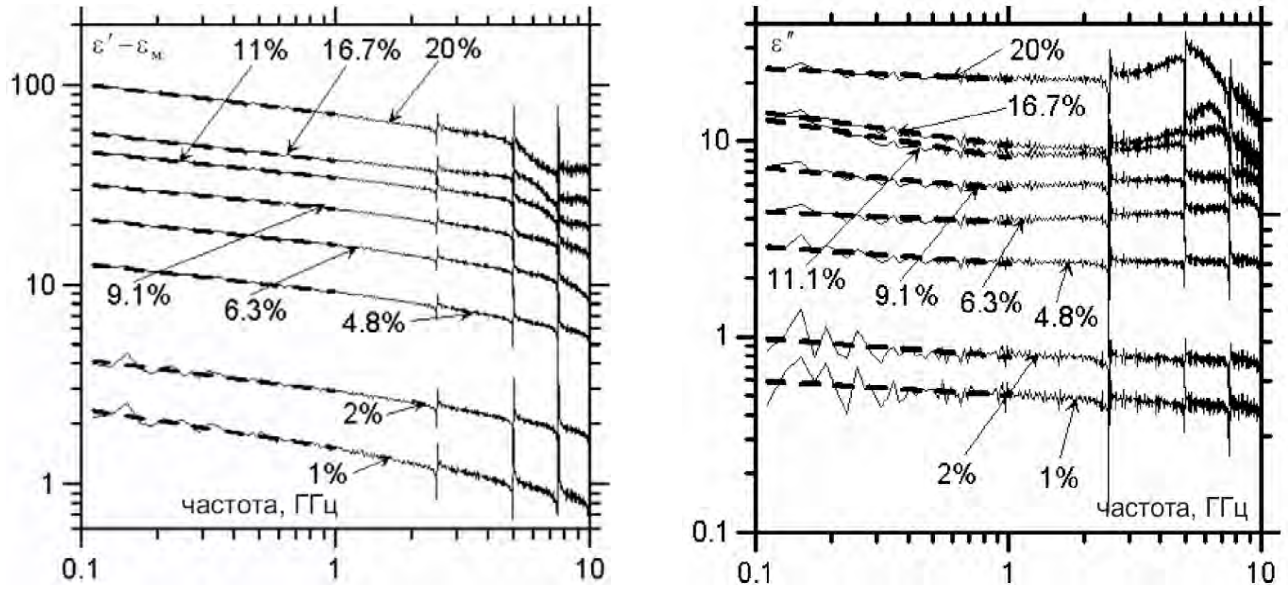


Рисунок 4.24 – Частотные зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей диэлектрической проницаемости КМ с различными концентрациями одностенных УНТ. Сплошные линии – результат измерения, пунктир – аппроксимации измеренных данных степенной частотной зависимостью

Концентрационные зависимости критических индексов Y' и Y'' и коэффициентов пропорциональности в (4.2), K' и K'', полученных в результате аппроксимации, показаны на рис. 4.25. И K', и K'' монотонно растут с концентрацией. Критический индекс Y' составляет 0,1–0,15 для большинства концентраций выше p_c для обеих серий образцов, хотя для более низких концентраций наблюдаются более высокие значения. В целом, величина критических индексов может быть оценена как Y''=0,12±0,03 и Y'=0,15±0,05 для многостенных УНТ при p>5% и Y''=0,15±0,02 и Y'=0,13±0,07 для одностенных УНТ при p>2%. Эти значения близки к полученным для саженаполненных КМ в [160, 328, 616], к значению Y'=0.13±0.05, полученному в [400] для тонких плёнок серебра вблизи p_c, а также к критическому индексу для смесей Co/ZnO, Ni/Fe_2O_3 и Fe_2O_3/ZnO [166]. Однако, полученные значения заметно меньше общепринятой величины для критического индекса.

Таким образом, перколяционная частотная дисперсия наблюдается в исследуемых КМ в пределах более широкого диапазона концентраций и частот, а критические индексы имеют меньшие значения по сравнению с предсказаниями перколяционной теории. В перколяционной теории частотные зависимости определяются геометрическим разбросом формы кластеров. В реальных КМ, в дополнение к этому возникает и разброс в свойствах кластеров. Как показано в подразделе 4.1, дополнительный разброс приводит к расширению диапазона частот, в котором наблюдается перколяционное поведение и, соответственно, к снижению критических индексов.

Такой дополнительный разброс может возникать вследствие разброса в размерах и проводимости УНТ, входящих в состав КМ [274]. Другой причиной может быть неидеальность электрических контактов между включениями, составляющими проводящие кластеры: в таком случае, электрический ток проходит по соседним УНТ путем туннелирования [124]. Важность влияния контактов между частицами подтверждается нелинейностью омического

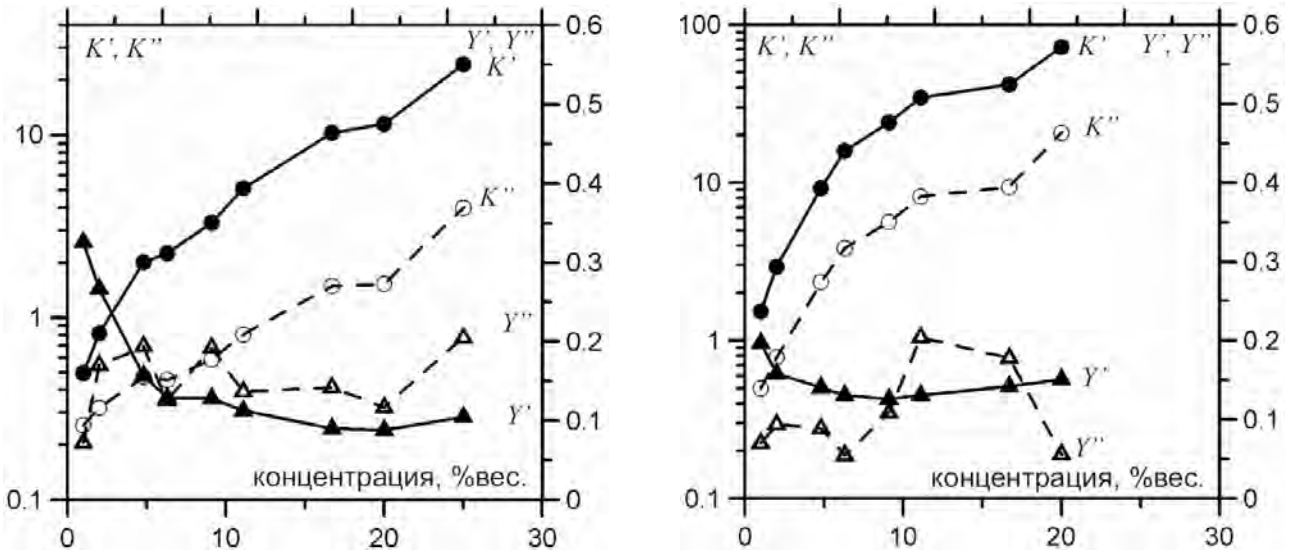


Рисунок 4.25 – Критические экспоненты и коэффициенты пропорциональности в зависимости от концентрации УНТ, полученные аппроксимацией измеренных частотных зависимостей КМ с многостенными УНТ (слева) и одностенными УНТ (справа)

сопротивления саженаполненных полимеров [22]. Электрическое сопротивление таких контактов может быть много выше сопротивления волокон, и поэтому вносить основной вклад в электрические свойства КМ. Резкое повышение сопротивления кластера приводит к возникновению диэлектрических потерь на низких частотах. Из-за высокого значения и большого разброса сопротивлений контактов получаемая дисперсионная зависимость имеет размытый характер, как это и видно из рис. 4.23 и 4.24.

Отметим, что критический индекс, измеренный для КМ с УНТ в [354], согласуется с универсальным значением. С другой стороны, высокие значения критического индекса, до 0,4, иногда получают и для саженаполненных КМ [435]. Можно сделать вывод, что значение критического индекса для частотной зависимости диэлектрической проницаемости КМ зависит не только от типа включений, а от морфологии КМ, т.е., особенностей расположения включений в КМ. Морфология, в свою очередь, зависит от технологии приготовления образцов и от свойств диэлектрической матрицы. В частности, различие между данными, полученными выше, и данными, опубликованными в [354], могут быть связаны с различием в замешивании УНТ в смесь для получения КМ. Таким образом, неидеальность электрических контактов между включениями является одним из основных факторов, влияющих на значения критических индексов, т.к. качество контактов определяется технологией приготовления КМ. Другие факторы, упомянутые выше, определяются индивидуальными свойствами включений и, следовательно, не должны зависеть от особенностей технологии изготовления КМ.

Критический индекс Y'', который определяет частотную зависимость мнимой части проницаемости, не обнаруживает монотонной зависимости от концентрации. Точность его определения из экспериментальных данных ниже, чем для Y' вследствие более низкой точности измерения ε'' по сравнению с ε'. Однако, как видно из рис. 4.25, равенство $Y'=Y''$ выполняется для

всех образцов в пределах погрешности эксперимента. Соответствие между Y'' и Y' может также быть проверено с использованием соотношения для тангенса угла диэлектрических потерь,

$$\operatorname{tg}\delta_\varepsilon = \frac{K''}{K'} = \operatorname{tg}\frac{\pi Y}{2}, \qquad (4.37)$$

которое также следует из (4.1) и соотношений КК. Например, для образца, содержащего 25% многостенных УНТ, см. рис. 4.23, Y'=0,11, и (4.37) дает $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon$=0.17, в то время как измеренное значение на частоте 0,1 ГГц составляет 7/35=0,2. Для образца, содержащего 20% одностенных УНТ, Y'=0,16 (см. рис. 4.25), следовательно, из (4.37) следует $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon$=0,26, а измеренное значение на 0,1 ГГц равно 25/100=0,25. Таким образом, формула (4.2), вывод которой основан на соотношениях КК, даёт достаточно хорошее описание измеренных данных. Это свидетельствует о том, что перколяционное поведение реализуется в исследованных образцах в очень широком частотном диапазоне.

Наличие погрешности измерения не позволяет оценить частотные границы перколяционного диапазона из значений критических индексов и тангенса угла диэлектрических потерь. Эта граница может быть оценена из сравнения данных по проводимости и диэлектрической проницаемости. Например, для образца, содержащего 20% одностенных УНТ, измеренное удельное сопротивление равно ρ=90 Ом×м. Вклад статической проводимости в мнимую часть диэлектрической проницаемости равен $1/(\rho f)$, или 2,0 на частоте 1,0 ГГц, что много меньше измеренного значения ε''=25. Вклад статической проводимости растет со снижением частоты много быстрее, чем вклад от перколяционных кластеров. Из приведённых выше данных легко получить, что эти два вклада сравниваются на частоте около 6 МГц, которая и является НЧ границей перколяционного диапазона частот. Аналогичная оценка для КМ, содержащего 4,8% одностенных УНТ, даёт для нижней границы перколяционного диапазона частот значение 0,15 МГц.

Таким образом, проведённое экспериментальное исследование СВЧ свойств КМ, содержащих УНТ, показало, что диэлектрическая дисперсия хорошо описываются законом частотной дисперсии, следующим из перколяционной теории. СВЧ свойства исследованных КМ определяются наличием в них больших проводящих кластеров и слабо зависят от индивидуальных свойств включений. Сильная частотная зависимость, наблюдавшаяся в аналогичных КМ рядом авторов, может быть связана с возбуждением резонансов на размере образца [463]. Полученные значения критических индексов отличаются от стандартных универсальных значений. Это может быть связано с тем, что они зависят не только от геометрического распределения размеров проводящих кластеров, рассматриваемого в перколяционной теории, но и с влиянием неидеальных электрических контактов между включениями, составляющими кластеры; этот эффект обычно не учитывают в рамках перколяционной теории и формул смешения.

То же самое может быть верно в отношении КМ, содержащих сажу или УВ, которые также проявляют перколяционный тип частотной дисперсии диэлектрической проницаемости на СВЧ. Диэлектрические потери, возникающие на очень низких частотах, должны быть связаны с

наличием сильно вытянутых проводящих кластеров, если проводимость кластеров по порядку величины близка к проводимости включений. Учёт неидеальности контактов между включениями может привести к более реалистичным предположениям о форме проводящих кластеров.

В принципе, влияние контактов может быть описано наличием относительно низкопроводящей оболочки на поверхности проводящих включений. Для невзаимодействующих включений наличие такой оболочки приводит к НЧ сдвигу пика диэлектрических потерь без изменения его формы. Для получения согласия с экспериментом в модели должно быть сделано предположение о распределении проводимостей оболочек. По аналогии с дисперсионным законом Коул–Коула, наличие такого распределения должно приводить к степенной частотной зависимости диэлектрической проницаемости. Отсюда могло бы быть получено объяснение для расхождения между критическими индексами, наблюдаемыми экспериментально и предсказываемыми на основе рассмотрения геометрии кластеров.

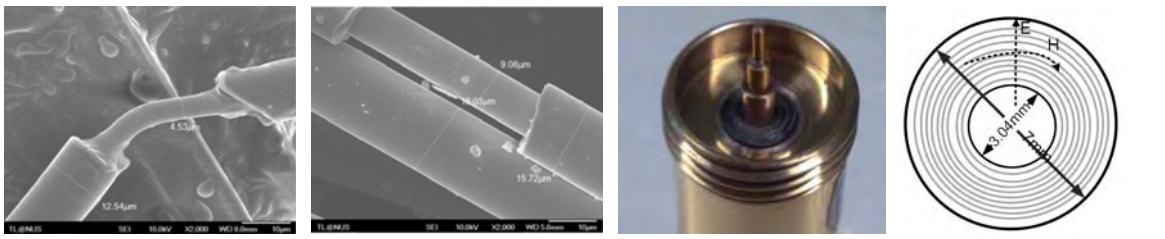
4.4 СВЧ свойства композитных материалов с литыми аморфными микропроводами в стеклянной оболочке

В этом подразделе приведены результаты исследования магнитной и диэлектрической проницаемости ЛАМСО в СВЧ диапазоне. Для исследования выбраны ЛАМСО с почти нулевой магнитострикцией, т.к. в таких микропроводах достигаются наиболее высокие значения квазистатической магнитной проницаемости. При отклонении константы магнитострикции от нуля статическая проницаемость резко падает из-за сильных механических напряжений, которым подвержена металлическая жила в ЛАМСО.

Основным методом исследования было изготовление коаксиальных образцов, в которых микропровод навит вокруг внутреннего электрода в коаксиальной линии. Так как СВЧ магнитное поле направлено концентрично оси коаксиальной линии, то магнитное поле параллельно микропроводам и измеренная магнитная восприимчивость, согласно формуле Винера (3.6), определяется произведением продольной магнитной восприимчивости микропровода на объёмное содержание микропроводов в образце. Так как радиус коаксиальной измерительной ячейки много больше диаметра микропровода, то эффект искривления микропровода на измеренные значения материальных параметров пренебрежимо мал. Электрическое поле в коаксиале перпендикулярно микропроводам, поэтому электрическая поляризуемость микропроводов мала; мала также и измеренная диэлектрическая проницаемость образца. Тем не менее, её измерение также позволяет сделать ряд выводов о СВЧ свойствах микропровода.

Магнитная проницаемость ЛАМСО со слабой положительной магнитострикцией.[#] Исследованные ЛАМСО были изготовлены методом Улитовского–Тейлора [637], в котором состав используемого сплава и параметры процесса (включая скорость протяжки и скорость охлаждения) определяют микроструктуру и геометрические характеристики и, следовательно, статические и динамические магнитные свойства микропровода [405]. Металлическая жила состояла из сплава $Co_{58}Fe_5Ni_{10}Si_{11}B_{16}$ (состав был выбран так, чтобы минимизировать константу магнитострикции) и была покрыта оболочкой из пирексного стекла. Были исследованы два типа микропроводов, один из которых имел диаметр жилы 4,5 мкм и диаметр стекла 12,5 мкм, а другой – диаметр жилы 9 мкм и диаметр стекла 15,5 мкм; ниже эти провода обозначены как *W1* и *W2*, соответственно. Изображения исследованных ЛАМСО, полученные при помощи электронного сканирующего микроскопа *JEOL JSM-6701F*, приведены на рис. 4.26. Микроструктура и состав были исследованы методом рентгеновской дифракции; показано, что микропровода имеют нанокристаллическую структуру. Статические магнитные свойства были измерены с использованием вибрационного магнитометра *SMI/MEDIA 880* при приложении постоянного магнитного поля как вдоль, так и поперек микропроводов.

[#] Работа выполнена в сотрудничестве с Национальным университетом Сингапура, группа под рук. д-ра Лю Ли. Материал, изложенный в данном пункте, опубликован в работе [438].



а *б* *в* *г*

Рисунок 4.26 – Электронная микрофотография микропроводов *W*1 (*а*) и *W*2 (*б*), образец, помещённый в коаксиальную измерительную ячейку (*в*) и схема тороидального образца (*г*)

Для измерения СВЧ материальных параметров жгуты микропровода длиной 130 мм были срезаны с бобины и накручены на стержень, имевший диаметр 3 мм, для получения коаксиальной шайбы толщиной около 2 мм. Когда внешний диаметр скрутки достигал 7 мм, её помещали в форму, заливали эпоксидной смолой с отвердителем и выдерживали в печи при температуре 70^{o}C в течение 24 часов. При помещении изготовленного таким образом образца в воздушную коаксиальную линию видимых зазоров между образцом и внешней или внутренней стенками линии не наблюдалось, см. рис. 4.26*в*. Объёмная концентрация ФМ фазы в образцах составляла 8–10%. Измерения диэлектрической и магнитной проницаемостей изготовленных образцов проводили методом НРУ с использованием коаксиальных ячеек на основе разборной воздушной линии *APC7* и векторного анализатора цепей *Agilent N5230A* в диапазоне частот от 0,01 до 18 ГГц. Калибровка измерительного тракта проводилась при помощи *TRL* калибровки. Для измерения СВЧ свойств в присутствии внешнего постоянного магнитного поля была изготовлена катушка, содержащая 900 витков медной проволоки и имевшая внутренний диаметр, незначительно превышающей внешний диаметр коаксиальной измерительной ячейки. Магнитное поле внутри катушки измерялось гауссметром *GM07* (*HIRST Magnetic Instrument Ltd*).

Измеренная петля гистерезиса микропровода *W1* показана на рис. 4.27. Микропровод имеет низкую коэрцитивную силу, порядка 0,2 Э при приложении внешнего магнитного поля вдоль своей оси, так что можно ожидать получения высоких значений магнитной проницаемости. Намагниченность насыщения составляет около M_0=400 Гс.

На рис 4.28 и 4.29 показаны результаты измерения частотной зависимости материальных параметров КМ на основе *W*1 и *W*2, соответственно. Измеренная кривая магнитной диспер-

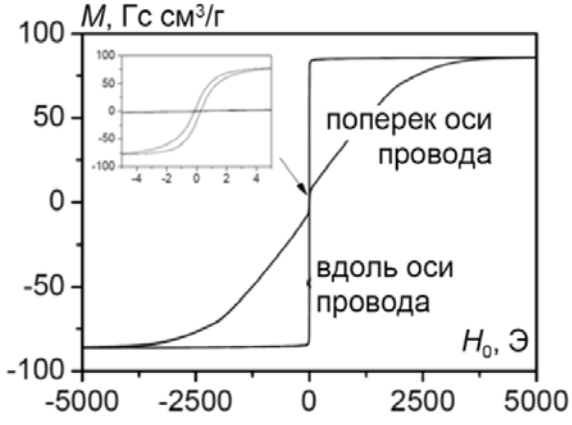
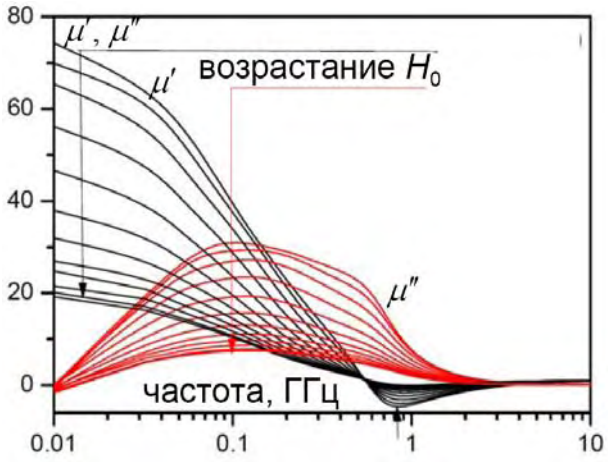
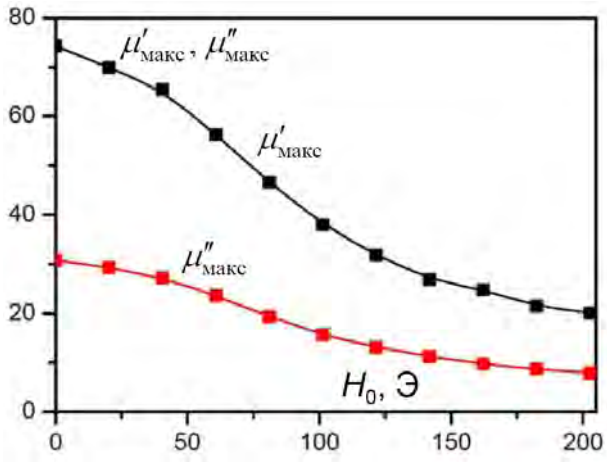


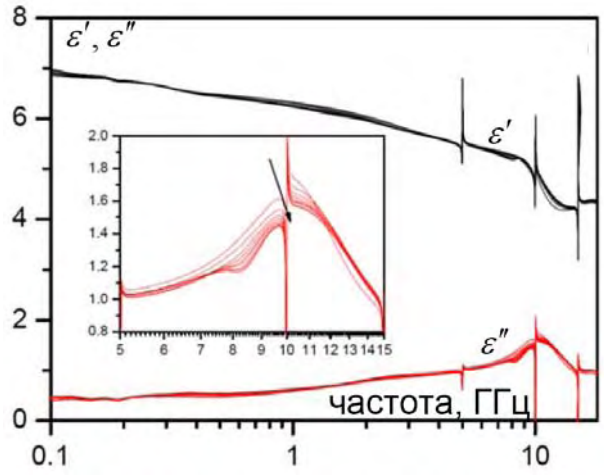
Рисунок 4.27 – Измеренная кривая гистерезиса микропровода *W*1 при внешнем магнитном поле, направленном вдоль и поперек оси микропровода



а



б



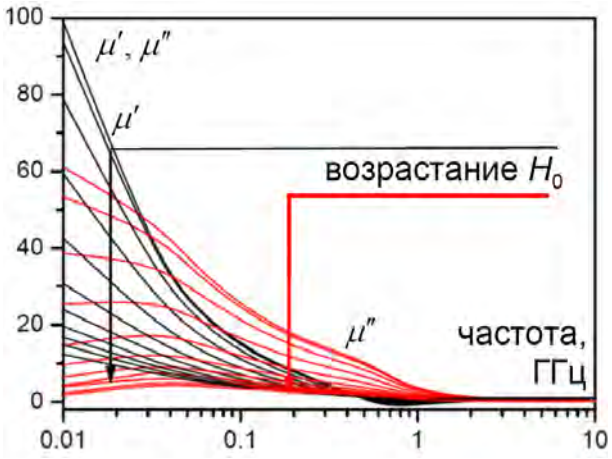
в

Рисунок 4.28 – Измеренная частотная зависимость магнитной проницаемости (*а*), статическая магнитная проницаемость и максимальное значение мнимой части магнитной проницаемости в зависимости от приложенного магнитного поля (*б*) и частотная зависимость диэлектрической проницаемости (в) для КМ с микропроводом *W1*

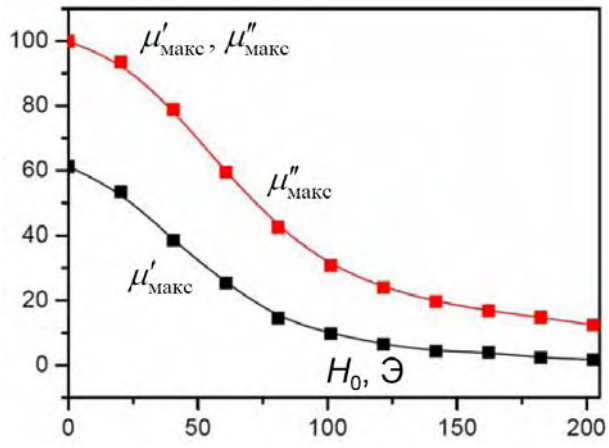
сии на рис. 4.28*а* характеризуется широким пиком потерь, от 20 МГц до 1 ГГц. Пик имеет сложную форму, которую можно разложить на сумму двух резонансных эффектов, а именно релаксации доменных границ и эффектов, связанных со скинированием. При приложении внешнего магнитного поля пик потерь медленно смещается в сторону высоких частот.

На частотах ниже 0,1 ГГц наблюдаемое поглощение может быть приписано скинированию. Положение пика потерь зависит от толщины микропровода. Для *W2*, толщина которого более, чем вдвое выше, чем толщина *W1*, этот пик потерь должен быть расположен на частоте, по крайней мере, в четыре раза более низкой по сравнению с *W1*. Реально частота может быть ещё ниже, учитывая более высокую НЧ магнитную проницаемость *W*2. Максимум магнитных потерь в КМ с наполнением *W2*, см. рис. 4.29*а*, расположен на частотах ниже 10 МГц, т.е., за пределами измеренного диапазона частот, что подтверждает приведенные выше рассуждения.

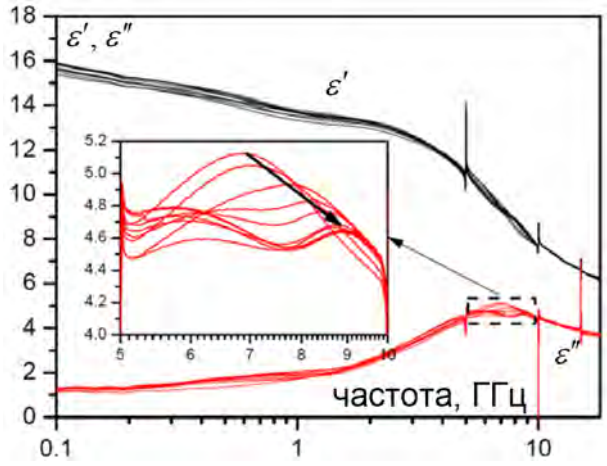
Для частот порядка 0,1 ГГц магнитные потери вызываются уже движением доменных границ, которое определяется составом материала и доменной структурой микропровода. Поэтому *W1* и *W2* имеют сходную частотную зависимость магнитных потерь на ВЧ краю магнитного спектра с частотой максимума потерь порядка 500 МГц; таким образом, эта частота не зависит от толщины микропровода. Хорошо известно, что нанокристаллические мик-



а



б



в

Рисунок 4.29 – Измеренная частотная зависимость диэлектрической проницаемости (*а*), статическая магнитная проницаемость и максимальное значение мнимой части магнитной проницаемости в зависимости от приложенного магнитного поля (*б*) и частотная зависимость диэлектрической проницаемости (*в*) для КМ с микропроводом *W2*

ропровода характеризуются высокой подвижностью доменных границ и большой скоростью их движения [751], поэтому соответствующая характерная частота достаточна высока.

Измеренная магнитная проницаемость КМ с микропроводами *W1* (рис. 4.28*а*) и *W2* (рис. 4.29*а*) резко снижается при приложении слабых магнитных полей перпендикулярно микропроводу. В поле 200 Э максимальные измеренные значения μ' и μ'' снижаются более чем на 60% по сравнению со случаем отсутствия внешнего поля. Зависимости максимальных измеренных значений действительной и мнимой частей магнитной проницаемости от напряжённости внешнего поля показаны на рис. 4.28*б* и 4.29*б* для КМ с микропроводами *W1* и *W2*, соответственно. Для обоих типов микропроводов проницаемость резко снижается в магнитных полях амплитудой до 150 Э; при более высоких полях магнитная проницаемость не столь чувствительна к внешнему магнитному полю. Причиной этого может служить меньшая подвижность доменной структуры в сильных магнитных полях. Для достижения насыщения требуется несколько тысяч эрстед; для большинства практических применений, особенно квазиоптических, это уже не имеет смысла в силу трудностей создания таких высоких полей на образцах большой площади.

Частотные зависимости диэлектрической проницаемости КМ с наполнением микропроводами *W1* и *W2* показаны на рис. 4.28*в* и 4.29*в*, соответственно. Ниже 1 ГГц диэлектрическая проницаемость не зависит от внешнего магнитного поля. На более высоких частотах в частотной

зависимости диэлектрической проницаемости виден слабый резонансный пик, расположенный на частотах около 10 ГГц для случая *W*1 и около 7 ГГц для случая *W*2. Как видно из рис. 4.28*в*, пик диэлектрической проницаемости КМ, содержащего микропровод *W*1, совпадает с резонансной погрешностью, присущей *TRL* калибровке; это затрудняет анализ тенденции изменения диэлектрической проницаемости в магнитном поле. Такая тенденция может быть определена из данных по КМ с наполнением микропроводом *W*2, которые в увеличенном масштабе для диапазона от 5 до 10 ГГц показаны на врезке к рис. 4.29*в*. При увеличении напряжённости внешнего поля резонанс диэлектрической проницаемости сдвигается с 7 до 9 ГГц, а амплитуда мнимой части диэлектрической проницаемости падает с 5,1 до 4,6. Хотя изменение амплитуды составляет лишь 10%, эффект хорошо прослеживается. Описанные максимумы диэлектрических потерь связаны с магнитоимпедансным эффектом [455] и вызваны влиянием ФМР на микропроводе на проводимость микропровода, возникающим из-за скинирования. Высокие значения измеренной частоты ФМР показывают, что во внешнем слое микропровода реализуется радиальная магнитная структура, где частота ФМР высока вследствие большого размагничивания. Кроме того, влияние ФМР на проводимость возникает вследствие окружной магнитной проницаемости микропровода, которая равна нулю при круговом направлении магнитных моментов в оболочке. Следовательно, исследованные провода проявляют слабую положительную магнитострикцию. Пик ФМР не наблюдается в спектре магнитной проницаемости, т.к. его амплитуда мала из-за высокого размагничивания [622].

Различие в частотах, на которых проявляется скин-эффект для диэлектрической и магнитной проницаемостей микропровода, связано с разными условиями протекания тока по проводам в процессе измерения. В измеряемую магнитную проницаемость проводов вносит вклад движение доменных границ в керне провода. Вклад в продольную проницаемость от ФМР возможен только при наличии циркулярно направленного магнитного момента во внешних сечениях микропровода, т.е., для микропроводов с повышенным содержанием кобальта, см. ниже. Поперечная магнитная проницаемость микропроводов мала вследствие размагничивания и не может внести заметного вклада в измеряемые магнитные свойства.

Продольному по отношению к оси провода направлению переменного магнитного поля соответствует перпендикулярное электрическое поле. Оно также вносит малый вклад в измеряемые свойства вследствие деполяризации, и роль погрешности в положении микропроводов при измерении становится существенной. Т.е., при измерении диэлектрической проницаемости определяющий вклад может возникать из-за наличия компоненты переменного электрического поля, направленного вдоль проводов. При этом влияние магнитной проницаемости микропровода на результат измерения диэлектрической проницаемости проявляется через изменение проводимости провода с частотой, возникающего вследствие скин-эффекта. Когда ток течет вдоль провода, его магнитное поле направлено по образующей провода и скинирование определяется циркулярной магнитной проницаемостью. Эта проницаемость не равна единице, если магнитный момент направлен перпендикулярно оси провода, т.е., в микропроводах с высоким содер-

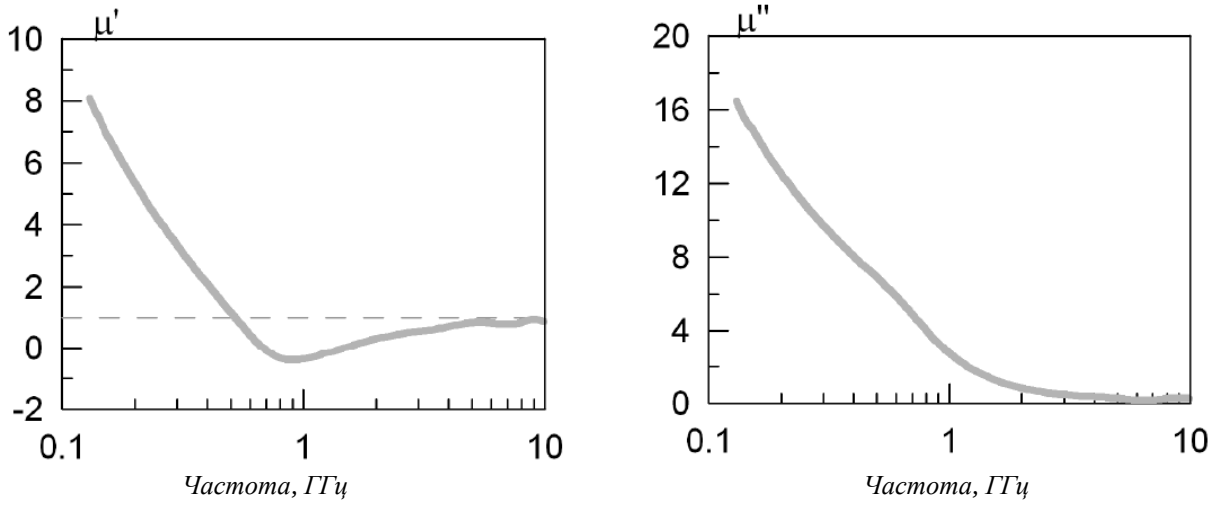


Рисунок 4.30 – Измеренная частотная зависимость магнитной проницаемости КМ с наполнением микропроводами на основе кобальта

жанием железа. При таком направлении магнитного момента его размагничивание велико, и частота ФМР может быть высока. При этом, однако, величина циркулярной магнитной проницаемости не может быть высокой. Высокие значения при измерениях в волноводе получают вследствие неправильной интерпретации результатов измерения (измеряемый эффект приписывается магнитной проницаемости, а не диэлектрической).

Наоборот, при ориентации отрезков провода вдоль СВЧ магнитного поля магнитная проницаемость вдоль оси провода может быть высока, но полоса поглощения находится в области частот ниже 1 ГГц. Поэтому КМ с такими микропроводами не представляют интереса в качестве материалов с высокой СВЧ магнитной проницаемостью.

Магнитная проницаемость ЛАМСО со слабой отрицательной магнитострикцией.[#] Были исследованы микропровода состава $Co_{75}Si_{10}B_{15}$ с диаметром металла и стеклянной оболочки, соответственно, 12 и 20 мкм, проявляющие слабую отрицательную магнитострикцию. Образцы для измерения СВЧ магнитной проницаемости имели форму коаксиальной шайбы с внешним диаметром 7 мм, внутренним диаметром 3 мм и толщиной 5 мм и были изготовлены намоткой длинного отрезка микропровода на шпульку. Микропровод закрепляли клеем; после полной намотки образца и высыхания клея, образец снимали со шпульки и помещали в 7/3 коаксиальную ячейку для СВЧ измерений. Объёмная концентрация микропровода в образце была определена из полной длины микропровода, использованного при изготовлении образца.

На рис. 4.30 представлены измеренные частотные зависимости магнитной проницаемости (слева − действительная, справа − мнимая часть проницаемости) для образца с содержанием ФМ фазы около 10 % об. Данные получены при измерении в коаксиальной линии, как описано в подразделе 1.2, в диапазоне частот от 100 МГц до 10 ГГц. Видно, что образец имеет отрицательную магнитную проницаемостью (в диапазоне частот от 0,7 до 1,5

[#] Материал, изложенный в этом пункте, опубликован в [71, 326, 623].

ГГц, минимальное значение проницаемости составляет −0,4), что может найти применение для изготовления метаматериалов.

Измеренная продольная проницаемость микропровода определяет эффективные магнитные свойства решетки проводов при их расположении вдоль магнитного поля падающей электромагнитной волны, т. е., при возможном использовании такой решетки как метаматериала в свободном пространстве. Следовательно, магнитная проницаемость коаксиального образца близка к магнитной проницаемости решетки параллельных микропроводов, измеренной в свободном пространстве, при близкой объёмной концентрации микропроводов.

Диэлектрическая проницаемость решетки микропроводов отрицательна ниже определённой частоты, называемой обычно плазменной частотой, которая зависит от диаметра провода и расстояния между проводами [525]. В решетках, составленных из ЛАМСО, отрицательная диэлектрическая проницаемость наблюдается в ограниченном диапазоне частот. Этот диапазон ограничен плазменной частотой сверху и частотой, определяемой импедансом микропровода снизу [559]. Так как импеданс микропровода определяется его магнитной проницаемостью, этим диапазоном можно управлять при помощи внешнего магнитного поля.

Так как внешнее магнитное поле может изменять свойства такого метаматериала, он является перестраиваемым. Для решеток, работающих в свободном пространстве, управляющие поля могут быть достаточно малы, порядка десятков эрстедов [456].

Однако магнитные метаматериалы обладают и рядом недостатков. Во-первых, полученное значение отрицательной магнитной проницаемости невелико по модулю и достигнуто при почти плотной упаковке образца микропроводами. При такой высокой концентрации диэлектрическая проницаемость будет иметь очень высокие по модулю значения. Различие в абсолютных величинах диэлектрической и магнитной проницаемости велико, и это может существенно отразиться на характеристиках метаматериала; решением этой проблемы может быть использование анизотропного в плоскости материала в тех случаях, когда это возможно.

Кроме того, наличие ВЧ магнитных потерь может существенно снизить эффективность метаматериала. Из рис. 4.30 видно, что измеренные магнитные потери достаточно велики. Для функционирования метаматериалов на базе ЛАМСО необходимы микропровода с более высокой добротностью ФМР. Согласно [85], параметр затухания ФМР достаточно низок, и основной вклад в ВЧ магнитные потери в ЛАМСО вносит скин-эффект. Для снижения этого вклада должны быть использованы более тонкие микропровода. Это, в свою очередь, снижает магнитную проницаемость КМ за счёт снижения объёмного содержания магнитной фазы в КМ. Однако, так как принципиальные ограничения на магнитные потери в магнитных материалах не известны, можно надеяться, что развитие технологии изготовления микропроводов позволит снизить уровень потерь в них до величин, присущих метаматериалам с проводящими элементами.

И, наконец, отрицательная магнитная проницаемость наблюдается на достаточно низких частотах, ниже 1,5 ГГц. Для многих применений необходимы более высокие рабочие частоты, от 3 до 10 ГГц. Поэтому представляет интерес создание ЛАМСО с более высокими

частотами ФМР. Максимальные частоты ФМР в микропроводах, фиксируемые в ЛАМСО с повышенным содержанием кобальта, не превышают 3 ГГц [221]. Отметим, что в соответствии с законом Аше, см. раздел 2, выполнение которого для ЛАМСО проверено в [v148], повышение резонансной частоты с необходимостью приведет к снижению амплитуды ФМР.

Таким образом, возможные применения КМ с наполнением ЛАМСО включают в себя РПП для дециметровых длин волн и метаматериалы. Отрицательный коэффициент преломления может быть использован в конструкции линз со сверхразрешением или «шапки-невидимки», см. раздел 5. Основным недостатком применения ЛАМСО в таких устройствах является их узкий частотный диапазон. С использованием измеренной полевой зависимости магнитной проницаемости, на основе таких ЛАСМО могут быть созданы перестраиваемые материалы. В перестраиваемых материалах эффективная рабочая ширина полосы может быть значительно расширена по сравнению с обычными материалами, см. раздел 5.

Выводы к разделу 4

В **подразделе** 4.1 приведен литературный обзор по ВЧ свойствам КМ с наполнением проводящими и магнитными волокнами. Показано, что в КМ, содержащих отрезки проводящих волокон, могут быть получены высокие значения статической диэлектрической проницаемости при малой концентрации включений, а также сильная дисперсия диэлектрической проницаемости в СВЧ диапазоне. Это делает такие материалы перспективными для применений и служит основанием для большого интереса к их исследованию. Основной проблемой, обсуждаемой в литературе в отношении таких КМ, является поиск формулы смешения, которая позволила бы правильно предсказывать их порог протекания. Для КМ с магнитными волокнами показано, что для получения высоких ВЧ значений магнитной проницаемости следует в качестве включений использовать ЛАМСО, характеризующиеся циркулярной магнитной анизотропией.

В **подразделе** 4.2 приведены результаты экспериментального исследования листовых КМ с отрезками проводящих волокон определённой длины. Показано, что такие материалы могут проявлять различные типы частотной дисперсии диэлектрической проницаемости – от дебаевской до лоренцевой – в зависимости от проводимости и длины волокон. Лоренцева частотная зависимость реализуется для высокопроводящих волокон; при этом частота лоренцева резонанса определяется полуволновым резонансом рассеяния на волокнах, а добротность резонанса – сопротивлением излучения резонансного диполя. В широком диапазоне концентраций включений, вплоть до p_c, свойства исследованных КМ описываются приближением малых возмущений.

Впервые было экспериментально зафиксирована отрицательность действительной части диэлектрической проницаемости в таких КМ выше частоты резонанса. Таким образом, исследованные КМ можно отнести к метаматериалам; точно так же, им присущи ограничения на описание свойств в терминах эффективных материальных параметров. В частности, диэлектрическая проницаемость листового образца может зависеть от его толщины, что было экспериментально продемонстрировано на примере лоренцевой резонансной частоты.

Исследования КМ, содержащих кроме длинных проводящих волокон другие типы наполнителей (порошки или короткие волокна), позволили уточнить условия описания свойств неоднородных материалов в терминах эффективной среды. Показано, что положение частоты резонанса полуволнового диполя в неоднородном окружении и, следовательно, его ёмкость, полностью определяются толщиной и диэлектрической анизотропией КМ. Влияния масштаба неоднородности или локальной анизотропии эффективной среды, используемых в известных теориях КМ, содержащих волокна, для получения линейной зависимости порога протекания от размеров волокна, не обнаружено.

В **подразделе 4.3** описано экспериментальное исследование СВЧ диэлектрической проницаемости КМ, содержащих УНТ. Измеренные частотные зависимости проницаемости описываются перколяционным законом частотной дисперсии. Полученные результаты обнаружили

ряд отклонений от предсказаний перколяционной теории. В частности, критические индексы отличаются от стандартных универсальных значений, что может быть связано с влиянием неидеальных электрических контактов между включениями, входящими в кластеры; этот эффект обычно не рассматривают в рамках перколяционной теории и формул смешения. КМ, содержащие УНТ, демонстрируют высокие значения действительной части диэлектрической проницаемости, умеренный тангенс диэлектрических потерь и заметную частотную дисперсию проницаемости даже при $p>p_c$, что открывает перспективы для технических применений таких материалов.

Подраздел 4.4 описывает результаты исследования СВЧ материальных параметров КМ, содержащих аморфные ФМ микропровода. Пик магнитных потерь КМ наблюдается на частотах ниже 1 ГГц, а его форма определяется движением доменных границ в керне микропровода, а также скин-эффектом. Диэлектрическая проницаемость КМ изменяется на частотах от 5 до 10 ГГц в зависимости от внешнего постоянного магнитного поля, что связано с магнитоимпедансным эффектом в микропроводах. Такие КМ могут быть использованы в качестве материалов с СВЧ свойствами, перестраиваемыми приложением внешнего магнитного поля.

Был также исследован образец КМ с микропроводом на основе кобальта, проявляющий резонанс магнитной проницаемости на частотах около 2 ГГц. Выше резонансной частоты КМ имеет отрицательные значения магнитной проницаемости, что может быть использовано для создания метаматериалов СВЧ диапазона.

Таким образом, при ориентации отрезков провода вдоль СВЧ магнитного поля магнитная проницаемость вдоль оси провода может быть высока, но полоса поглощения находится в области частот не выше 2 ГГц. Поэтому КМ с такими микропроводами не представляют интереса в качестве материалов с высокой СВЧ магнитной проницаемостью.

Основные результаты раздела могут быть сформулированы следующим образом.

1 Экспериментальные данные по эффективным СВЧ материальным параметрам композитов, содержащих волокнистые включения, такие как отрезки проводящих волокон, углеродные нанотрубки и остеклованные ферромагнитные микропровода.

2 Экспериментальное наблюдение отрицательности действительной части эффективной СВЧ диэлектрической проницаемости в композитных материалах с отрезками проводящих волокон на частотах выше дипольного резонанса волокон.

3 Экспериментальная проверка теорий, описывающих эффективные диэлектрические свойства композитов с проводящими волокнами. Возможность корректного описания эффективных диэлектрических свойств листовых композитных материалов с проводящими волокнами теорией эффективной среды при учете анизотропии композита.

5 Широкополосность радиопоглощающих покрытий

5.1 Литературный обзор

Исторический обзор. Начало исследований по созданию радиопоглощающих покрытий (РПП) относится к 30-м гг. XX века. Первый радиопоглотитель, запатентованный в Голландии в 1936 г. [235], представлял собой резонансный материал с минимумом отражения на частоте 2 ГГц, в котором поглощение энергии осуществлялось вследствие наличия в его составе сажи, а для повышения диэлектрической проницаемости была добавлена окись титана. С изобретением радара во время второй мировой войны работы по созданию РПП активизировались. В Германии к 1945 г. были разработаны и внедрены радиопоглощающие материалы для использования на подводных лодках [470, 587]. Аналогичные исследования проводились также в США и Великобритании.

В дальнейшем задача применения РПП на подводных лодках перестала быть актуальной в связи с уменьшением времени нахождения их на поверхности, и в течение многих лет основным применением РПП было снижение радиолокационной заметности (РЛЗ) летательных аппаратов. На летательном аппарате впервые РПП были применены в конструкции самолета-разведчика *SR-71* [508, 578]. В настоящее время большинство современных истребителей имеют модификации со сниженной РЛЗ: в США выпущена малозаметная версия истребителя *F-16*; во Франции проведена доработка самолета «Мираж». Аналогичные работы ведутся и в России [77]. Успехи работ по снижению РЛЗ летательных аппаратов вызвали интерес к применению этих технологий и на других видах военной техники, в том числе военно-морской и наземной.

В 60-е годы, в связи с успехами в разработке ферритов, широко рассматривалась возможность их применения в качестве материала для РПП. Одновременно проводились интенсивные исследования по объёмным радиопоглощающим материалам, применяемым, в основном, в безэховых камерах СВЧ. К концу 60-х гг. основной акцент в исследованиях переместился на применение вычислительной техники для расчёта все более сложных радиопоглощающих конструкций, а аналитическое описание простейших схем РПП с точки зрения электродинамики было в основном закончено. Была разработана обширная номенклатура реальных РПП, множество конкретных примеров которых с описанием характеристик можно найти в обзорных работах [235, 667]. Ряд поглотителей электромагнитных волн предлагается для коммерческого использования такими фирмами, как *Emerson & Cummings*, *Barracuda*, *Orbit FR, TDK, NEC* и др.

Таким образом, методы создания РПП привлекают внимание со времени изобретения радара, см. [1, 2, 3, 35, 51, 80, 81, 365, 407, 530, 578, 586, 667] и цитированную там литературу. В настоящее время РПП широко используются для снижения РЛЗ военных объектов (см., напр., [18, 45]). Предложен также ряд гражданских применений РПП, среди которых улучшение диаграмм направленности антенн [82], снижение нежелательных отражений электромагнитных волн от объектов и устройств, например, для устранения помех радиолокаторам, работающим в аэропортах [154, 638], или помех телевизионному приёму [278], обеспечение электромагнитной

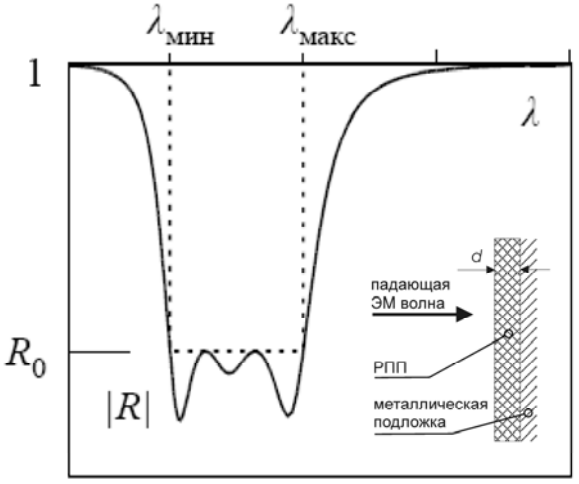


Рисунок 5.1 − Радиофизические характеристики РПП для нормального падения ЭМВ

совместимости и подавления электромагнитных шумов [359, 361, 615], в том числе, нанесение РПП на внутреннюю поверхность корпусов высокочастотных приборов для предотвращения появления нежелательных резонансов [226, 522, 551], и другие. Ряд исследователей полагает, что именно эти невоенные применения радиопоглотителей наиболее перспективны, хотя в настоящее время, несомненно, основным применением РПП является именно снижение РЛЗ.

Ниже обсуждаются, в основном, радиофизические характеристики РПП. Термин «РПП» используется для обозначения материала, который обеспечивает низкое отражение при помещении его на металлическую поверхность (в отличие от радиопоглощающих материалов (РПМ), отражение от которых не зависит от среды, находящейся позади материала). Стандартной постановкой задачи является рассмотрение РПП, предназначенных для снижения отражения в случае нормального падения плоской монохроматической электромагнитной волны (ЭМВ) на бесконечную плоскую идеально отражающую поверхность, на которую нанесено покрытие. При этом свойства РПП описываются только параметрами, непосредственно влияющими на его электродинамическую схему: общей толщиной покрытия d и максимальным значением модуля коэффициента отражения (КО) R_0 в пределах рабочего диапазона длин волн $\lambda_{\text{мин}}$, …, $\lambda_{\text{макс}}$, см. рис. 5.1. Такое рассмотрение позволяет отвлечься от конкретных деталей строения покрытия, рассматривая его как многослойную структуру, каждый слой которой можно описать эффективными комплексными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости. Физико-механические и технологические параметры, такие как вес, механическая прочность, температурная стойкость, технологичность изготовления и ряд других, которые определяют возможность применения РПП для решения конкретных задач, упоминаются ниже только в случаях, когда их значения важны для проблемы достижения необходимых радиофизических свойств.

Задача получения низкого КО от РПП. Методы расчёта КО описаны в литературном обзоре к разделе 1. Хорошо известно, что идеальным однослойным РПП является материал, у которого значения ε и μ равны друг другу. Тогда отражение от внешней границы слоя отсутствует; модуль КО от всего покрытия, расположенного на металлической подложке, равен [290]

$$|R| = \exp\left(-4\pi\sqrt{|\varepsilon\mu|}\,d/\lambda\right) \tag{5.1}$$

и может быть уменьшен до сколь угодно малого значения вне зависимости от толщины РПП, d, при увеличении равных друг другу величин ε'' и μ''. Толщина такого РПП, позволяющая получить уровень КО R_0, составляет [290]

$$d = -\frac{\lambda}{4\pi\sqrt{|\varepsilon\mu|}}\ln R_0 . \qquad (5.2)$$

На практике создать материал с $\varepsilon=\mu$ в широком диапазоне частот сложно, так как частотные зависимости диэлектрической и магнитной проницаемости управляются различными физическими механизмами. На отдельных частотах такие материалы были получены при использовании КМ сложного состава. Например, в смеси феррита и титаната бария и ε, и μ одновременно могут достигать значений около сотни вблизи частоты 100 МГц [459]. При дальнейшем росте частоты обе проницаемости быстро снижаются, условие их равенства нарушается, и РПП на основе такого КМ оказывается узкополосным.

Задача поиска значений ε и μ однородного слоя, при которых модуль КО, задаваемого формулой (1.3), близок к нулю, имеет хорошо известное приближённое решение для тонких узкополосных покрытий [540]. Если отношение d/λ мало и потери в материале слоя пренебрежимо малы ($\varepsilon''<<\mu''$), то можно выделить два набора значений материальных параметров, для которых $|R|\approx 0$ [540]:

$$\mu'/\varepsilon' = 1/3, \quad \mu'' = \lambda/(2\pi d), \quad \varepsilon' d/\lambda \le 0{,}1 \qquad (5.3)$$

и

$$\mu'/\varepsilon' = \frac{1}{(4\varepsilon' d/\lambda)^2}\left(1-\frac{1}{(2\pi\varepsilon' d/\lambda)^2}\right), \quad \mu''/\varepsilon' = \frac{1}{16\pi(\varepsilon' d/\lambda)^3}, \quad \varepsilon' d/\lambda \ge 0{,}5 . \qquad (5.4)$$

Если выполнено (5.3), то набег фазы при распространении ЭМВ по слою пренебрежимо мал. За счёт высокого значения мнимой части магнитной проницаемости модуль характеристического импеданса материала превышает единицу, и ЭМВ отражается от передней и задней границы слоя с противоположной фазой, что приводит к гашению отражённой волны. Этот тип РПП называют магнитным экраном Солсбери [578]. Второе из соотношений (5.3) задаёт необходимую толщину слоя, при этом требования к d зависят только от значения μ''. Нарушение первого из условий (5.3) при выполнении второго приводит к тому, что КО отличен от нуля и равен

$$R = -\frac{\pi i d}{3\lambda}(\varepsilon' - 3\mu') . \qquad (5.5)$$

Для получения (1.6) гиперболический тангенс в (1.3) разлагают в ряд при малых значениях аргумента; тогда КО (при условии, что величина добавки, определяемой формулой (5.5), невелика) можно записать в виде [578]

$$R = \frac{2\pi i\mu d/\lambda - 1}{2\pi i\mu d/\lambda + 1} . \qquad (5.6)$$

Разложение (1.3) в ряд по малым d/λ, также как и разложения, обсуждаемые ниже, проводят отдельно для числителя и знаменателя (1.3) для того, чтобы учесть случай, когда оптическая толщина слоя $\eta<<1$, но $2\pi\mu''\sim1$, что необходимо для получения тонкого РПП с низким КО.

Если выполнено (5.4), то набег фазы при распространении ЭМВ по слою существенен и гашение отражённой ЭМВ носит интерференционный характер. Этот случай принято называть интерференционным РПП или экраном Далленбаха [214]. Здесь разложение тангенса в ряд проводят при значениях аргумента, близких к $\pi/2$. Получаемый результат в общем виде достаточно сложен. Для чисто диэлектрического РПП, $\mu=1$, выражение для квадрата модуля КО имеет вид:

$$|R|^2=\frac{\pi^2\left(16\varepsilon' d^2-\lambda^2\right)^2+d^2\left(16\varepsilon'' d-2\pi\lambda\right)^2}{\pi^2\left(16\varepsilon' d^2-\lambda^2\right)^2+d^2\left(16\varepsilon'' d+2\pi\lambda\right)^2}. \tag{5.7}$$

Если в материале нет диэлектрических потерь, действительная часть магнитной проницаемости близ ка к единице, а действительная часть диэлектрической проницаемости велика, то

$$|R|^2=\frac{\pi^2\left(16\varepsilon' d^2-\lambda^2\right)^2+d^2\left(16\varepsilon'\mu'' d-\lambda\right)^2}{\pi^2\left(16\varepsilon' d^2-\lambda^2\right)^2+d^2\left(16\varepsilon'\mu'' d+\lambda\right)^2}. \tag{5.8}$$

Из (5.7) и (5.8) видно, что для получения минимума КО необходимо некоторое оптимальное значение диэлектрических и/или магнитных потерь в материале.

Уравнения (5.6)–(5.8) получены разложением гиперболического тангенса, входящего в (1.3), в ряд, с сохранением только некоторых нулей и полюсов, что даёт приближённое выражение для КО в виде дробно-рациональной функции частоты. На этом построен метод эквивалентных схем, в котором вводятся эквивалентные сосредоточенные параметры, ёмкость $C_{\text{экв}}$, индуктивность $L_{\text{экв}}$ и сопротивление $r_{\text{экв}}$, описывающие частотную зависимость КО в окрестности четвертьволнового резонанса. Часто величины этих параметров можно найти из физических соображений, например, из решения статической задачи; это обуславливает широкое использование метода эквивалентных схем при анализе РПП [212, 452], а также в теории антенн и других областях электродинамики. Для применимости подхода необходимо, чтобы пренебрегаемые полюса и нули располагались далеко от рабочего диапазона частот, поэтому приближение может быть использовано только для анализа узкополосных случаев.

Аналитическое решение для отсутствия отражения от однородного слоя произвольной толщины предложено в [363]. Решение уравнения $|R|=0$, где R имеет вид (1.3), основано на известной формуле для тангенса суммы аргументов, позволяющей разделить действительную и мнимую части гиперболического тангенса и получить выражение для $|R|$ в виде аналитической функции действительных величин. Такой подход, в отличие от предыдущего, позволяет рассматривать свойства РПП в широкой полосе частот, но приводит не к алгебраическому, а к трансцендентному уравнению.

При этом условие $|R|=0$ может быть преобразовано в уравнение, зависящее только от трёх параметров – d/λ и углов диэлектрических и магнитных потерь δ_ε и δ_μ [241, 657]:

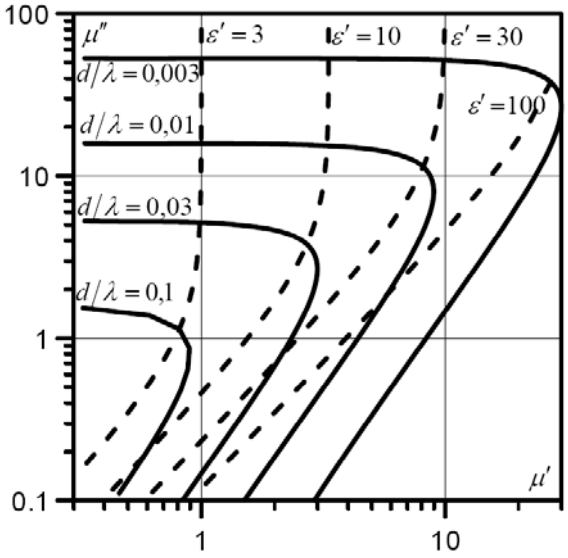


Рисунок 5.2 – Соотношения между действительной и мнимой частями магнитной проницаемости, позволяющие получить нулевое отражение от однородного слоя на металлической подложке при $\mathrm{tg}\delta_e$=0. Сплошные линии соответствуют фиксированным значениям d/λ, пунктирные – фиксированным ε'. Зная d/λ и ε', значения μ' и μ'' можно найти как точку пересечения соответствующих сплошной и пунктирных линий.

$$\sin u = w\,\mathrm{sh}(uv), \quad \frac{\mu'}{\varepsilon'} = \frac{\cos\delta_м}{\cos\delta_e}\frac{\mathrm{ch}(uv)+\cos w}{\mathrm{ch}(uv)-\cos w}, \tag{5.9}$$

$$\text{где } u = \frac{4\pi d\sqrt{\mu'\varepsilon'}}{\lambda}\frac{\cos\left(\delta_\mu/2+\delta_\varepsilon/2\right)}{\sqrt{\cos\delta_\mu\cos\delta_\varepsilon}}, \quad v = \cos\left(\delta_\mu/2+\delta_\varepsilon/2\right), \quad w = \cos\left(\delta_\mu/2-\delta_\varepsilon/2\right), \tag{5.10}$$

Решение (5.9) обычно получают численно, а результаты представляют в виде номограмм. Первые номограммы для расчёта КО от однослойного РПП были получены в [578]; в более удобном виде решение представлено в [494] и, несколько в другой форме, в [492]. Номограммы, предложенные в [492] и представляющие собой контуры постоянных значений d/λ и ε', которые нанесены на осях μ' и μ'' при фиксированном значении тангенса угла диэлектрических потерь, как показано на рис. 5.2, используются в литературе наиболее часто [262, 292].

Материалы для РПП. Известно большое количество материалов для РПП.

РПП на основе феррита (либо КМ, либо спечённые материалы на основе гексагональных ферритов или ферритов-шпинелей) [181, 381, 427, 745] широко применяются на дециметровых и метровых длинах волн. Значения магнитной проницаемости таких материалов могут доходить на этих частотах до нескольких десятков и даже сотен. С ростом рабочей частоты магнитная проницаемость снижается в соответствии с законом Снука, см. раздел 2, и на частотах порядка нескольких ГГц ферриты теряют свои преимущества перед другими типами РПП [494]. Спечённые пластины феррита с рабочими частотами, лежащими в области сотен МГц, являются практически единственным типом РПП, соответствующим магнитному экрану Солсбери [494].

Другим важным классом наполнителей РПП являются порошки ФМ металлов. РПП на основе КМ с наполнением карбонильным железом, частицы которого имеют сферическую форму и размер порядка нескольких микронов, впервые были разработаны во время второй мировой войны [470]; использование таких КМ продолжается до настоящего времени [32, 347]. Описано применение для построения РПП металлических частиц в форме чешуек, что позволяет значительно увеличить диэлектрическую и магнитную проницаемость КМ [465], см. разделы 2 и 3. Предложено использование порошков частиц, представляющих собой проводя-

щую ФМ пленку, которая нанесена на мелкие диэлектрические частицы. Использовались мелкие частицы железа, образующиеся в результате химической реакции внутри пористой матрицы [113]. Фактически, подавляющее большинство современных публикаций, посвящённых СВЧ свойствам КМ с магнитными наполнителями, рассматривают в качестве возможного технического приложения результатов именно РПП [83, 129, 242, 431, 518, 528, 706, 732]. Подробный обзор свойств таких КМ приведён в разделе 3.

РПП на основе КМ удобны для использования тем, что они предоставляют широкие возможности получения низких значений КО не только варьированием толщины слоя и состава поглощающего материала, но и изменением концентрации наполнителя. Для улучшения согласования РПП на рабочей частоте также часто применяют многослойные экраны Далленбаха [178, 296, 302, 483, 509], что также улучшает диапазонные свойства РПП, см. ниже.

В последнее время активно обсуждаются особенности РПП на основе КМ с наполнением наночастицами, см., напр., [158]. Практические реализации таких РПП, известные из литературы [267, 409, 412, 422, 453, 641, 742], не обнаруживают существенных преимуществ в эффективности или широкополосности перед КМ с включениями микронных размеров.

Недостатком РПП на основе магнитных материалов является их высокий вес и ограниченный рабочий диапазон температур. Когда эти факторы важны, используют диэлектрические КМ (искусственные диэлектрики) на основе проводящих немагнитных частиц, чаще всего сажи, иногда – порошков металлов. Например, саженаполненные РПП [507, 688] позволяют создавать широкополосные РПП, вес которых мал, хотя толщина сравнительно велика. В качестве дополнительного наполнителя в саженаполненном полимере могут быть использованы порошки с высокой диэлектрической проницаемостью для сдвига частотного минимума КО в требуемый диапазон частот [235].

Заметные диэлектрические потери в ансамбле проводящих частиц возникают обычно на частотах много выше частот СВЧ диапазона, см. раздел 4. Поглощение в СВЧ диапазоне может быть высоким, если концентрация порошкового наполнителя в КМ достаточно высока и отдельные частицы образуют проводящие кластеры, имеющие значительный размер и высокое сопротивление за счёт неидеальных электрических контактов между частицами, которые составляют кластер. Такие РПП иногда называют покрытиями перколяционного типа [508]. Для того чтобы контакты между частицами (которые, как правило, отличаются нестабильностью) не влияли на работоспособность РПП, могут быть использованы проводящие волокна [724], иногда в сочетании с другими наполнителями [293]. Предложены также РПП с наполнением магнитными волокнами [128, 433, 731]. Свойства КМ, содержащих волокнистые включения, рассмотрены подробнее в разделе 4.

Перечисленные выше типы РПП относятся к интерференционным РПП (экран Далленбаха). Кроме них, часто рассматривают интерференционные РПП, построенные по схеме диэлектрического экрана Солсбери [582] и представляющие собой двухслойную структуру, в которой ближе к металлу расположен слой диэлектрика без потерь, а внешним слоем является

проводящая пленка, имеющая настолько малую толщину, что токами смещения в ней можно пренебречь. Радиофизические свойства экрана Солсбери аналогичны свойствам экрана Далленбаха с той разницей, что набег фазы, необходимый для интерференционного гашения отражённой волны, достигается благодаря распространению волны в диэлектрическом слое, а поглощение энергии происходит в проводящей пленке. Это облегчает подбор материалов для таких РПП.

Для получения идеального согласования в электрическом экране Солсбери, поверхностное сопротивление проводящего слоя должно быть равно импедансу свободного пространства, 377 Ом (при условии, что диэлектрическая проницаемость слоёв диэлектрика равна единице). Толщина слоя диэлектрика определяется условием получения в нем четвертьволнового набега фазы. С увеличением диэлектрической проницаемости слоя толщина, необходимая для оптимального согласования, снижается, но одновременно уменьшается и ширина рабочего диапазона длин волн. В качестве проводящей пленки могут быть использованы проводящие полимеры, в которых проводимость может меняться при помощи внешних воздействий, например, при приложении постоянного электрического поля [130, 189].

Рассмотрены также и более сложные структуры, состоящие из нескольких чередующихся систем диэлектрик−проводящая пленка (экран Яуманна) [191, 192, 196, 231, 232, 364, 464, 490, 503]. Одна из первых разновидностей РПП, применённая Германией в годы Второй мировой войны для уменьшения РЛЗ перископов подводных лодок, была выполнена по схеме экрана Яуманна и имела толщину 75 мм и рабочий диапазон длин волн от 3 до 30 см [642]. Структура материала представляла собой семь слоёв наполненной графитом проводящей бумаги, разделённых между собой промежуточными слоями поливинилхлоридного пенопласта.

Расчёт экранов Яуманна проводят обычно с привлечением теории оптимальных фильтров и использованием чебышевской аппроксимации частотной зависимости КО [240]:

$$|R(\xi)|^2 = \frac{C_j^2(\xi) + R_0^2 K^2 - 1}{C_j^2(\xi) + K^2 - 1}, \tag{5.11}$$

где K – параметр ($KR_0>1$), ξ – приведённая частота,

$$\xi = \frac{1}{\Delta\lambda}\left(\lambda - \frac{\lambda_{\text{макс}}\lambda_{\text{мин}}}{\lambda}\right), \tag{5.12}$$

$\Delta\lambda=\lambda_{\text{макс}}-\lambda_{\text{мин}}$, а $C_j(\xi)$ – чебышевские полиномы j-го порядка, задаваемые рекуррентными соотношениями $C_0(\xi)=1$, $C_1(\xi)=\xi$, и $C_{j+1}(\xi)-2\xi C_j(\xi)+C_{j-1}(\xi)=0$. Запись зависимости модуля КО от длины волны в форме (5.11) обеспечивает выполнение условия $|R(\xi)|^2 \le R_0^2$ при $-1\le\xi\le1$; в этом диапазоне модуль КО имеет j минимумов, имеющих одинаковую глубину. При расчёте РПП обычно выбирают $K=1/R_0$ [270], так, чтобы модуль КО достигал нуля в своих минимумах.

Отдельным классом радиопоглощающих структур, родственным электрическому экрану Солсбери, являются *circuit analog radar absorbing materials* (РПП на основе аналоговых цепей), впервые рассмотренные в [594]. Такие РПП представляют собой электрический экран Солсбери, в котором вместо проводящего слоя использованы решётки рассеивающих элемен-

тов; набег фазы, создаваемый ими, играет существенную роль. Простейшими примерами таких решёток служат системы параллельных металлических проволок [675], диполями или щелями [277]. Если рассеивающие элементы проявляют заметные резонансные свойства в рабочем диапазоне, для таких РПП употребляют названия *FSS-based radar absorbing materials* (РПП на основе частотно-избирательных поверхностей). В первом приближении свойства таких РПП можно оценивать при помощи метода эквивалентных схем; точный расчёт проводят с использованием методов вычислительной электродинамики, позволяющих учесть возбуждение высших типов волн на неоднородных структурах. Вопросы оптимизации параметров таких РПП привлекают большое внимание в последнее время [48, 203, 346, 349, 474, 595].

Вместо регулярной решётки излучателей в качестве внешнего слоя может быть применен КМ, содержащий случайно расположенные проводящие волокна, либо любой иной материал, одновременно имеющий высокие значения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{сл}'$ и $\varepsilon_{сл}''$. При условии $|\varepsilon_{сл}|>>1$ зависимость КО такой структуры от λ вблизи четвертьволнового резонанса даётся формулой

$$R=\frac{(\mathrm{i}+2\pi d_{сл}\varepsilon_{сл}/\lambda)\,\mathrm{tg}\left(2\pi d_{д}\sqrt{\varepsilon_{д}}/\lambda\right)+\sqrt{\varepsilon_{д}}}{(\mathrm{i}-2\pi d_{сл}\varepsilon_{сл}/\lambda)\,\mathrm{tg}\left(2\pi d_{д}\sqrt{\varepsilon_{д}}/\lambda\right)-\sqrt{\varepsilon_{д}}} \qquad (5.13)$$

где $\varepsilon_{д}$ и $d_{д}$ – диэлектрическая константа и толщина диэлектрической прослойки, а $d_{сл}$ – толщина внешнего поглощающего слоя.

Важным случаем диэлектрических РПП являются РПП типа «мягкий вход», представляющие собой материал с $|\varepsilon|\sim1$, что обуславливает малое отражение от передней границы, и являющиеся частным случаем РПП, которые описываются формулами (5.1) и (5.2). Вся прошедшая через переднюю границу волна гасится благодаря большой толщине покрытия и наличию малого, но конечного ε''. К этой же группе обычно относят и градиентные РПП [3], у которых величины ε' и ε'' зависят от расстояния до металлической подложки, монотонно возрастая от значений, соответственно, 1 и 0 на передней границе РПП до высоких значений на его задней границе. При расчёте градиентных РПП обычно пренебрегают интерференционными эффектами. Получаемые покрытия широкополосны, но имеют большую по сравнению с другими типами РПП толщину (значение $d/\lambda_{макс}$ не менее 0,42 [72] при R_0= –20 дБ). С тех же позиций можно рассматривать широко распространённые пирамидальные материалы [235], для расчёта свойств которых часто используют гомогенизацию параметров структуры, сводя их к случаю градиентного РПП [386]. Градиентным и пирамидальным радиопоглощающим материалам посвящено множество исследований [235, 249, 386, 681], обсуждение которых, однако, выходит за рамки данной работы, рассматривающей вопросы создания тонких РПП.

В последнее время большое внимание исследователей привлекают РПП на основе метаматериалов (*metamaterial absorbers)* [212, 237, 254, 255, 416, 605, 660, 679], которые применяют, в основном, при создании РПП для диапазона сотен ГГц и ТГц, где другие методы создания РПП труднореализуемы [682]. Метаматериалы также могут быть использованы для создания «шапки-невидимки» (*electromagnetic cloak*) – оболочки, которая делает накрывае-

мый ей объект невидимой для любой двухпозиционной локации [108, 252, 591, 723]. Обсуждение этой проблемы также лежит за рамками темы данной работы.

Кроме рассмотренных выше типов РПП, широко обсуждается и ряд других идей, как, например, применение неоднородных материалов, в которых гашение зеркального отражения осуществляется вследствие дифракции ЭМВ под скользящими углами к поверхности [519, 542, 632], в частности, за счёт различия фазы отражения волны от разных участков ячеистой структуры [689] или преобразования падающей волны в поверхностную с последующим её гашением [173, 289]; высокоимпедансных поверхностей [251, 325, 603, 744], которые часто также называют искусственными магнетиками [31, 397, 399], т.к. на высоких частотах за счёт электродинамических эффектов в них возникает эффективная магнитная проницаемость; киральных материалов [329, 330] (КМ, содержащих наполнители, частицы которых не симметричны по отношению к зеркальному отображению; доводом в пользу возможности получения большей широкополосности или большей эффективности по сравнению с обычными материалами служит наличие дополнительного материального параметра – параметра киральности – что даёт дополнительную степень свободы и может позволить получить набор свойств, недоступный для обычных материалов).

Отметим, что ряд опубликованных статей в области разработки РПП носит откровенно рекламный (или дезинформационный) характер; некоторые из них содержат явные ошибки. Примером может служить использование ретинола Шиффа в качестве РПП. Согласно [667], публикации на эту тему, за исключением первой [146], были засекречены в США, но более вероятно, что авторы работы, обнаружив ошибки в своих данных, не стали продолжать их публикацию. Во многих работах не приведена полная информация, необходимая для оценки качества РПП, например, при анализе материала рассматривается только поглощение без учёта необходимости согласования материала со свободным пространством. Вследствие этих причин для проведения сравнительной оценки различных схем РПП необходим их полный электродинамический анализ на основе представлений о материальных параметрах. Такой анализ проведен ниже в этом разделе.

Широкополосность РПП. Проблема получения малых значений КО на фиксированной частоте широко освещена в литературе [83, 242, 381, 431, 706, 732]. Вопрос о ширине рабочего диапазона, связанной с полученным минимумом КО, менее исследован. Проблема широкополосности РПП является ключевой, так как очевидно, что РПП, имеющее узкий минимум на одной частоте, будет иметь ограниченную применимость вне зависимости от того, насколько глубок этот минимум.

Кроме ширины рабочего диапазона, в качестве характеристики широкополосности РПП часто используют относительную ширину рабочего диапазона:

$$W = 2\frac{\lambda_{\text{макс}} - \lambda_{\text{мин}}}{\lambda_{\text{макс}} + \lambda_{\text{мин}}} = 2\frac{f_{\text{макс}} - f_{\text{мин}}}{f_{\text{макс}} + f_{\text{мин}}}. \qquad (5.14)$$

Наличие множителя 2 в правой части (5.14) связано с тем, что эту величину первоначально использовали в теории узкополосных резонансных схем; при таком определении относительная широкополосность обратно пропорциональна добротности схемы Q: $W=1/Q$. Таким образом, согласно (5.14), абсолютно широкополосное РПП с $f_{макс}=\infty$ характеризуется величиной $W=200\%$.

Известные из литературы данные о широкополосности различных типов РПП получены, в основном, при помощи метода эквивалентных схем; их обзор приведён ниже.

Стандартной задачей разработки РПП является достижение как можно более низкого значения уровня КО R_0 в как можно более широком диапазоне длин волн $\lambda_{мин},\ldots,\lambda_{макс}$, в котором КО не превосходит R_0, при как можно меньшей толщине покрытия d. Эти требования взаимно противоречивы: реальные РПП могут иметь низкий КО только в ограниченном частотном диапазоне [540, 676]. Примером, иллюстрирующим это, служит однослойное РПП, выполненное из материала с частотно-зависимой диэлектрической проницаемостью ε. Если

$$\varepsilon' \propto (\lambda/d)^2 \ , \qquad \varepsilon'' \propto \lambda/d \ , \tag{5.15}$$

то, как видно из (5.7), КО не зависит от частоты [540]. Тогда, казалось бы, при помощи должного выбора коэффициентов пропорциональности можно получить любой КО при любой толщине материала в любом заданном частотном диапазоне. Однако эти коэффициенты не могут быть выбраны независимо друг от друга, так как частотные зависимости $\varepsilon'(f)$ и $\varepsilon''(f)$ связаны между собой соотношениями Крамерса–Кронига (КК), см., напр., [46, 52, 449]:

$$\varepsilon'(f)=\varepsilon_\infty+\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{s\varepsilon''(s)}{s^2-f^2}ds \ , \quad \varepsilon''(f)=-\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{f\varepsilon'(s)}{s^2-f^2}ds+\frac{2\sigma}{f} \ , \tag{5.16}$$

где ε_∞ – оптическая диэлектрическая проницаемость, а σ – проводимость материала. Легко показать, что (5.15) тем лучше согласуются с (5.16), чем ближе КО к единице [540]. Это ограничивает возможность расширения рабочего диапазона при сохранении толщины РПП при использовании диэлектрических материалов с частотной дисперсией диэлектрической проницаемости.

Соотношения КК для магнитной проницаемости записываются аналогично (5.16), но в них отсутствует второй член в правой части второго из соотношений. Для практики большое значение имеет правило сумм, которое получается из первого из соотношений КК при $f=0$ и для магнитной проницаемости имеет вид

$$\mu_{ст}-\mu_\infty=\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\mu''(s)}{s}ds \ , \tag{5.17}$$

где $\mu_{ст}$ и μ_∞ – статическое и оптическое значения магнитной проницаемости. Правило сумм связывает интегральные потери в полосе поглощения с разностью проницаемостей на её краях.

Таким образом, ширина рабочего диапазона длин волн $\Delta\lambda$ связана с толщиной покрытия d и уровнем КО R_0. В явном виде эта зависимость известна только для некоторых простых случаев. Например, для однородного интерференционного РПП (экрана Далленбаха), в случае, если $R_0<<1$, а частотной зависимостью материальных параметров материала РПП в пределах рабочего диапазона можно пренебречь, величина $\Delta\lambda$ даётся соотношением [578]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{2R_0}{(\pi d/\lambda_0)\cdot|\varepsilon-\mu|}, \tag{5.18}$$

где λ_0 – середина рабочего диапазона длин волн. Если $|\varepsilon|>>|\mu|$, а толщина РПП и ширина рабочего диапазона малы по сравнению с длиной волны ($d<<\lambda_0$, $\Delta\lambda<<\lambda_0$), то, учитывая, что в интерференционных РПП $\sqrt{\varepsilon\mu} \approx \lambda_0/(4d)$, (1.21) упрощается до [70]

$$\Delta\lambda/d \approx (32/\pi)R_0\ \mu'. \tag{5.19}$$

Практический интерес представляют более широкодиапазонные РПП. Известные аналитические методы не рассматривают частотную дисперсию материальных параметров, которая возникает в силу соотношений КК (5.16) при наличии диэлектрических или магнитных потерь, необходимых для поглощения энергии падающей ЭМВ, и оказывает существенное влияние на широкополосность РПП.

Формула (5.19) подтверждает хорошо известный факт, что широкополосность однослойного РПП улучшается с увеличением магнитной проницаемости слоя. Поэтому получение материалов с высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости считается ключевым фактором при разработке тонких эффективных РПП. Настоящая работа посвящена разработке и исследованию таких материалов для применения их в качестве радиопоглотителей. Эти материалы могут найти применение также и при решении других важных технических проблем, см. ниже. Однако магнитная проницаемость известных магнитных материалов не превышает нескольких единиц на сантиметровых длинах волн (подробнее см. раздел 2), поэтому большое внимание привлекают другие подходы к расширению широкополосности РПП.

Для функционирования магнитного экрана, в отличие от интерференционных РПП (экрана Далленбаха и электрического экрана Солсбери), не нужен четвертьволновой набег фазы, поэтому эти материалы обычно рассматривают как принципиально широкополосные. Из (5.4) следует, что однослойный магнитный экран будет иметь низкий КО на всех частотах, где $\mu''\propto\lambda$. Такая ситуация часто реализуется в ферритах выше частоты максимума магнитных потерь, что обуславливает их широкое применение в качестве РПП. Однако и в этом случае ширина рабочего диапазона ограничена: снизу – из-за того, что в НЧ области всегда существует участок, где μ'' снижается с уменьшением частоты; сверху – так как с ростом частоты увеличивается набег фазы ЭМВ в слое и приближение (5.3) перестанет выполняться. Ширина рабочего диапазона магнитного экрана ограничена также и из-за невыполнения первого из соотношений (5.3).

Как сказано выше, рабочий диапазон экрана Далленбаха может быть расширен за счёт использования частотной дисперсии магнитной проницаемости. Аналитические выражения для этого случая неизвестны, и исследования проводят при помощи численных методов, см. ниже. Другим методом подбора материальных параметров для создания широкополосных РПП при наличии частотной дисперсией магнитной проницаемости является использование номограмм, подобных приведённой на рис. 5.2. При этом номограмму совмещают с диаграммой Коул−Коула (графиком зависимости мнимой части магнитной проницаемости от её действитель-

ной части, в котором частота играет роль параметра), как это сделано, например, в [601] для никель-цинкового феррита. Определив точку пересечения номограммы с диаграммой Коул–Коула при заданной диэлектрической проницаемости материала, можно найти длину волны и толщину слоя, при которых достигается оптимальное согласование. Этот подход удобен для подбора параметров РПП из реальных материалов, где обычно имеется частотная дисперсия материальных параметров и тангенс угла потерь, особенно магнитных, зависит от частоты.

Расширение рабочего диапазона диэлектрических РПП также может быть достигнуто при применении материалов, обладающих частотной дисперсией диэлектрических свойств [35]. Эта задача рассмотрена в [17], где с помощью численных методов были найдены зависимости коэффициентов преломления и поглощения от отношения толщины РПП к рабочей длине волны, которые позволяют добиться нулевого КО от однородного слоя, нанесённого на металлическую поверхность. На основе полученных результатов сделан вывод, что ширина рабочего диапазона РПП с частотной дисперсией определяется, главным образом, возможностью создания материала с необходимым законом дисперсии в требуемом диапазоне частот.

И наконец, рабочий диапазон может быть расширен при использовании многослойных РПП (многослойный экран Далленбаха вместо однослойного и экран Яуманна вместо экрана Солсбери) [296].

Численные методы оптимизации РПП. Аналитические методы для расчёта многослойных РПП и РПП с частотной дисперсией материальных параметров неизвестны, и оптимизацию их свойств проводят численными методами, см., например, [15, 185, 191, 232, 270, 464, 527, 676]. Как правило, оптимизацию проводят, находя компромисс между уровнем КО в пределах рабочего диапазона частот, толщиной и сложностью конструкции РПП. Решения такого типа, для которых невозможно одновременное достижение меньшей толщины и меньшего уровня КО, называют в литературе по методам оптимизации оптимумами Парето [686].

В качестве характеристики эффективности РПП применяют функцию невязки, которая, как правило, суммирует превышения КО над заданным уровнем, см., напр., [464, 676]. Невязка является функцией управляющих параметров, определяющих схему РПП и свойства материала его слоёв. Вид функции невязки выбирают таким образом, чтобы её минимум соответствовал РПП, обладающему наибольшей эффективностью согласно выбранному критерию. Как правило, значения функции невязки в зависимости от управляющих параметров имеют сложный вид и могут характеризоваться большим количеством экстремумов.

Методы минимизации функции невязки можно разделить на две группы – локального и глобального поиска. При локальном поиске ищется один из минимумов функции невязки вблизи начальной точки задания параметров. Обычно такой поиск проводят при помощи градиентного метода или его вариантов.

Одной из распространённых модификаций градиентного метода является метод Недлера–Мида (симплексный метод) [171]. Его достоинством является то, что локальный градиент функции невязки оценивается дискретно, на основе значений, вычисленных на предыду-

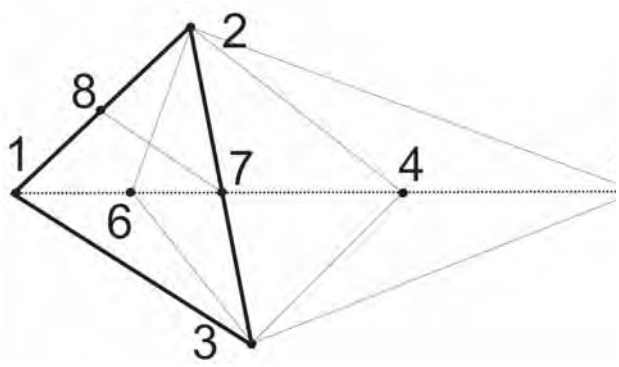


Рисунок 5.3 – Схема работы алгоритма Недлера–Мида

щем шаге, что позволяет увеличить скорость расчёта. Численное вычисление производных требует сравнительно большого времени для сложных функций, которыми обычно являются функции невязки, и может быть нестабильно во многих случаях [331]. Дискретный характер алгоритма Нелдера–Мида также делает его слабо чувствительным к гладкости поверхности функции невязки, что упрощает введение ограничений на значения управляющих параметров.

Схема работы алгоритма Нелдера–Мида показана на рис. 5.3 для случая двух управляющих параметров. В двумерном случае симплекс сводится к треугольнику. На первом шаге вычислений рассчитываются значения функции невязки в его вершинах, обозначенных на рисунке цифрами *1*, *2*, *3*. Предположим, что наибольшее значение функции невязки получено в вершине *1*. Тогда проводится вычисление функции невязки в точке, симметричной точке *1* относительно линии *2–3* и обозначенной на рисунке цифрой *4*. В случае если значение невязки в точке *4* наилучшее из всех имеющихся, проводят дополнительный расчёт для точки *5*, лежащей на линии *1–4* на большем удалении от точки *1*. Если невязка в этой точке меньше, чем для точки *4*, то на следующем шаге расчёт повторяется для треугольника *2–3–5*; если нет, но величина целевой функции в точке *4* меньше, чем в точке *1*, то для треугольника *2–3–4*. Если невязка в точке *4* хуже, чем в точке *1*, то проводится вычисление в точке *6*, лежащей на линии *1–4* внутри треугольника. Если целевая функция в точке 6 меньше, чем в точке *1*, то на следующем шаге рассматривается треугольник *2–3–6*, если нет – то симплекс уменьшается по направлению к наилучшей точке из *1*, *2*, *3* (на рис. 7.1 это точка *2*) и проводится расчёт для треугольника *2–7–8*.

При поиске глобального минимума стандартным подходом в настоящее время является генетический алгоритм, при помощи которого получена основная часть результатов по численной оптимизации РПП [192, 196, 334, 447, 476]. Иногда используется иные модификации эволюционных алгоритмов [186, 208, 564] или метод Монте-Карло. Часто на каждом шаге алгоритма проводят дополнительно минимизацию градиентным методом для того, чтобы приблизить точки из используемого множества к локальным минимумам. Дополнительную информацию по методам оптимизации РПП можно найти в обзоре [585].

Чаще всего численный расчёт проводят на основе баз данных имеющихся материалов, для которых варьированием схемы РПП и толщин отдельных слоёв получают РПП минимальной толщины, имеющие эффективность не ниже заданной в требуемом диапазоне частот.

Сложные математические методы оптимизации свойств РПП обычно применяют при оптимизации экранов Яуманна (см., напр., [231, 232, 464, 585]). В этой задаче не возникает проблемы с точностью описания частотных зависимостей материальных параметров отдельных слоёв: используются диэлектрические материалы без потерь и, следовательно, без частотной зависимости диэлектрической проницаемости и проводящие пленки без зависимости проводимости от частоты. При оптимизации свойств таких материалов основное внимание уделяют выбору и модификации алгоритмов оптимизации.

При оптимизации экранов Далленбаха, в т.ч., с использованием магнитных материалов, используют различные предположения о характере частотной зависимости диэлектрической и магнитной проницаемости. Часто частотной зависимостью материальных параметров вообще пренебрегают, считая их частотно-независимыми. Например, в работе [178] проведен расчёт многослойных РПП в широком частотном диапазоне, от 5 до 30 ГГц. При этом все материальные параметры, характеризующие отдельные слои в РПП, считали не зависящими от частоты.

Для учёта частотно-зависимых свойств материалов вводят параметризацию частотных зависимостей диэлектрической и магнитной проницаемости. В работе [331] было выполнено исследование возможности оптимизации многослойных РПП при помощи модифицированного метода Пауэлла. Расчёт проводился для многослойной конструкции, состоящей из 3–4 диэлектрических слоёв с частотно-независимой диэлектрической проницаемостью и частотно-независимой проводимостью, как в экранах Яуманна, с той разницей, что проводящие слои могли иметь большую толщину, а порядок чередования диэлектрических и проводящих слоёв мог нарушаться. Оптимизацию выполняли в частотном диапазоне от 8 до 12 ГГц с желаемым уровнем КО от 15 до 25 дБ. При этом оптимизировали также и свойства материалов при наклонном падении, поэтому толщина РПП получалась достаточно большой, от 7 до 10 см.

В работе [686] при помощи генетического алгоритма получены зависимости минимальной толщины многослойных РПП от уровня КО в частотных диапазонах 0,2–2 ГГц, 2–8 ГГц и 8–12 ГГц. В конструкции многослойных РПП были использованы до 5 слоёв; в качестве частотных зависимостей материальных параметров материалов этих слоёв были выбраны зависимости перколяционного типа для диэлектрической и магнитной проницаемости, а также диэлектрические материалы без потерь и магнитные материалы с дебаевской зависимостью магнитной проницаемости от частоты. По результатам расчёта построены зависимости предельной толщины рассматриваемых материалов от заданного уровня КО.

Численная оптимизация широкополосного РПП ($\lambda_{мин} << \lambda_{макс}$) [15], построенного по схеме многослойного экрана Далленбаха, с частотной зависимостью диэлектрической проницаемости, которая представлена суммой релаксационных зависимостей, позволило получить трёхслойный поглотитель толщиной $d = \lambda_{макс}/14{,}5$ для уровня КО минус 10 дБ.

Проводят также оптимизацию на основе измеренных частотных зависимостей материальных параметров, см., напр., [475], где с применением базы данных, содержащей сведения о частотной зависимости диэлектрической проницаемости саженаполненных КМ, в состав кото-

рых добавлены одностенные и многостенные углеродные нанотрубки, а также фуллерены, проведена оптимизация радиопоглощающих свойств многослойного материала фиксированной толщины с целью добиться минимального КО в диапазоне частот от 8 до 12 ГГц.

Значительная часть РПП, предлагаемых на основе КМ, представляют собой однослойные материалы, в которых оптимизация свойств не проводится, а просто иллюстрируется изменение отражающих свойств материала с изменением его толщины и, иногда, концентрации [310, 432, 618]. Это не позволяет получить широкой полосы поглощения, хотя, конечно, и снижает трудоёмкость изготовления РПП при его практическом применении.

Постановка задачи. Из проведённого выше рассмотрения следует, что задача получения РПП с низкими значениями КО на заданной частоте, в общем, решена. На практике обычно применяют КМ, в которых согласование на одной частоте может быть легко достигнуто изменением толщины слоя и концентрации наполнителя.

Нерешённой проблемой остается ширина полученного минимума частотной зависимости КО, что важно для создания тонких широкополосных РПП. Известно, что широкополосные РПП могут включать в себя материалы с высокими значениями СВЧ магнитной проницаемости, состоять из нескольких слоёв с различными значениями проницаемостей, включать в себя материалы с частотной дисперсией материальных параметров. Аналитические соотношения, описывающие эти соотношения, известны только для некоторых простейших модельных случаев.

Ниже приведено аналитическое и численное исследование проблемы широкополосности РПП. Строго показано, что отношение толщины к ширине рабочего диапазона длин волн любого РПП ограничено, причем это ограничение определяется величиной магнитной проницаемости материала РПП.

Для конкретных схем РПП приближение широкополосности к его предельному значению достигается должным использованием частотной дисперсии материальных параметров и разбиением РПП на несколько слоёв с различными свойствами. Ниже описано численное исследование, ставящее целью выявить влияние этих факторов на широкополосность РПП. В частности, ставится вопрос, насколько можно приблизиться к предельной широкополосности при помощи достаточно простых схем РПП.

Отметим, что большинство работ по оптимизации РПП либо вообще не учитывают физической реализуемости частотно-зависимых свойств материалов, либо используют свойства конкретных материалов. Ниже применен промежуточный подход: реализуемость используемых частотных зависимостей учитывается, но в максимально общем виде. Использование разумных аппроксимаций частотных зависимостей диэлектрической и магнитной проницаемости позволило найти разумный компромисс между простотой, общностью и точностью описания и учесть физические или эмпирические ограничения на параметры дисперсионной зависимости, чтобы придать результатам физический смысл, необходимый для связи с экспериментом. При проведении аппроксимаций были учтены соотношения между параметрами дисперсионных зависимостей материальных параметров, описанные в предыдущих разделах работы.

5.2 Ограничение на отношение ширины рабочего диапазона к толщине радиопоглощающего покрытия[#]

Так как идея РПП, имеющего бесконечно широкий рабочий диапазон при исчезающе малой толщине, противоречит соотношениям КК (5.16), которые являются выражением аналитических свойств частотной зависимости материальных параметров, представляет интерес непосредственное применение теории аналитических функций для поиска ограничений на ширину диапазона РПП. Такое рассмотрение, использующее подход Фано (2.38), проведено ниже.

Интегральное соотношение для КО многослойного магнитодиэлектрического материала на металлической подложке. Рассмотрим комплексный КО R от однородного магнитодиэлектрического слоя толщиной d, помещённого на металлическую подложку, считая R функцией длины волны λ, и введем аналитическое продолжение функции R на область комплексных длин волн. При выбранном виде временного множителя для ЭМВ, $\exp(i\omega t)$, КО является аналитической функцией в нижней полуплоскости частот [52], и, соответственно, в верхней полуплоскости длин волн, т. е., не имеет там особых точек.

Наличие сингулярности КО в верхней полуплоскости означало бы ненулевой отклик слоя на данной комплексной длине волны при нулевом внешнем воздействии. Т.е., такой слой должен самопроизвольно излучать волну с соответствующей комплексной частотой, т.е. с экспоненциально меняющейся амплитудой. Если сингулярность находится в верхней полуплоскости λ, то амплитуда волны должна возрастать во времени, что противоречит условию стационарности процесса.

Рассмотрим функцию $\ln R$. В отличие от R, она не является функцией отклика и может иметь особые точки и в верхней полуплоскости длин волн. Особые точки соответствуют тем значениям λ, при которых $|R|=0$. Пусть функция $R(\lambda)$ имеет нули (возможно, кратные) $\lambda_1,\ldots, \lambda_j,\ldots$, принадлежащие верхней полуплоскости. Введем вспомогательную функцию

$$R'(\lambda) = R(\lambda)\frac{(\lambda-\lambda_1^*)\ldots(\lambda-\lambda_j^*)\ldots}{(\lambda-\lambda_1)\ldots(\lambda-\lambda_j)\ldots}, \tag{5.20}$$

где знак «*» обозначает комплексное сопряжение. Функция $R'(\lambda)$ не имеет нулей в верхней полуплоскости, и к её логарифму применима теорема Коши

$$\int \ln R'(\lambda)\, d\lambda = 0, \tag{5.21}$$

где интегрирование может проводиться по любому замкнутому контуру, целиком принадлежащему верхней полуплоскости. Выберем контур так, чтобы он включал в себя всю ось действительных длин волн и замыкался через полуокружность C_∞ с радиусом, стремящимся к бесконечности, см. рис. 5.4. На оси действительных длин волн $|R'(\lambda)|=|R(\lambda)|$, т. к. модуль дроби в правой части (5.20) равен единице. Действительная часть $\ln R$ является четной функцией

[#] Материал подраздела опубликован в работах [60, 566]

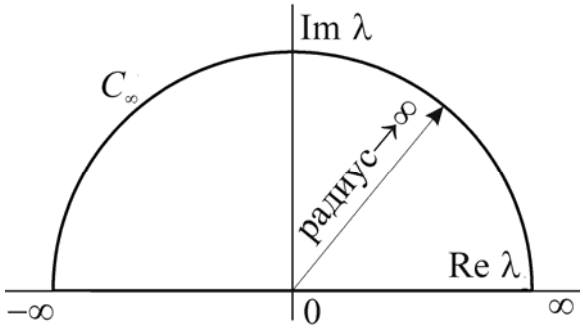


Рисунок 5.4 −Контур интегрирования для вычисления интеграла (5.21)

длины волны, так как в противном случае использование временной зависимости монохроматической волны в формах exp(iωt) и exp(−iωt) приводило бы к физически различным результатам. Поэтому действительную часть (5.23) можно переписать в виде

$$\mathrm{Re}\int \ln R'\, d\lambda = 2\int_0^\infty \ln|R|\, d\lambda + \mathrm{Re}\int_{C_\infty} \ln R\, d\lambda + \mathrm{Re}\int_{C_\infty} \frac{\left(\lambda-\lambda_1^*\right)\ldots\left(\lambda-\lambda_j^*\right)\ldots}{\left(\lambda-\lambda_1\right)\ldots\left(\lambda-\lambda_j\right)\ldots} d\lambda = 0\,. \qquad (5.22)$$

КО от рассматриваемого слоя задаётся формулой (1.3). Учитывая, что $|\lambda|\to 0$ на полуокружности C_∞, то при вычислении второго интеграла в правой части (5.22) можно использовать разложение (1.3) в ряд с точностью до членов порядка λ^{-1}:

$$R = -1 + 4\pi i\mu d/\lambda\,, \qquad (5.23)$$

так как высшие члены не дают вклада в интеграл. Подстановка (5.23) в (5.22) даёт

$$\int_0^\infty \ln|R(\lambda)|\, d\lambda = -2\pi^2 \mu_{\text{ст}} d + \pi\sum_j \mathrm{Im}\,\lambda_j\,, \qquad (5.24)$$

где $\mu_{\text{ст}}$ – статическое значение магнитной проницаемости материала слоя. Все полюса λ_i лежат в верхней полуплоскости, поэтому всегда Im λ_j >0 и два члена в правой части (5.24) имеют противоположные знаки. Модуль КО всегда меньше или равен единице, и, следовательно, левая часть (5.24) неположительна. Поэтому из (5.24) следует неравенство

$$\left|\int_0^\infty \ln|R(\lambda)|\, d\lambda\right| \le 2\pi^2 \mu_{\text{ст}} d\,, \qquad (5.25)$$

справедливое для КО от любого магнитодиэлектрического слоя на металлической подложке.

Проведённое рассмотрение полностью аналогично доказательству соотношений КК (5.16) и теоремы Боде–Фано [148, 240]. Различие состоит в том, что при выводе этих соотношений КО рассматривается как функция частоты, а при выводе (5.25) – как функция λ.

Тот же вывод справедлив и для многослойных РПП. На полуокружности C_∞ многослойная структура любой толщины является тонкой по сравнению с λ, и её можно рассматривать как ПСС и описывать эффективными значениями μ, используя приближение Винера (3.6). Отсюда вместо (5.25) сразу следует

$$\left|\int_0^\infty \ln|R(\lambda)|\, d\lambda\right| \le 2\pi^2 \sum_j \mu_{\text{ст},\,j} d_j \qquad (5.26)$$

где d_j, $\mu_{\text{ст},j}$ – толщина и статическая магнитная проницаемость j-го слоя структуры.

Неравенство (5.26) справедливо для случая нормального падения плоской ЭМВ, но легко обобщается на случай наклонного падения:

$$\left| \int_0^\infty \ln\left|R(\lambda)\right| d\lambda \right| \le \cos\varphi_{\text{пад}}\, 2\pi^2 \sum_j \mu_{\text{ст},j} d_j ,$$

$$\left| \int_0^\infty \ln\left|R(\lambda)\right| d\lambda \right| \le \frac{1}{\cos\varphi_{\text{пад}}}\; 2\pi^2 \sum_j \mu_{\text{ст},j} d_j , \qquad (5.27)$$

для *TE* и *TM* поляризаций, соответственно. В (5.27) $\varphi_{\text{пад}}$ – угол падения ЭМВ.

Второе из соотношений (5.27) оказывается не слишком полезно для оценок, предсказывая неограниченное возрастание интеграла с левой части при приближении угла падения к скользящему, несмотря на то, что, как известно, КО при скользящем падении стремится к единице. Легко убедиться, что при приближении угла падения к скользящему, нули КО перемещаются из нижней полуплоскости в верхнюю, и разность между правой и левой частями второго из соотношений (5.27) увеличивается. Равенство в первом из соотношений выполняется с хорошей точностью для всех углов падения для случая минимально-фазовой амплитудно-частотной характеристики РПП.

Оценка предельной широкополосности РПП. Если однослойное РПП имеет КО не хуже R_0 в пределах рабочего диапазона $\lambda_{\text{мин}},\ldots, \lambda_{\text{макс}}$, то очевидно, что

$$\left|\ln R_0\right| \Delta\lambda < \left| \int_0^\infty \ln\left|R\right| d\lambda \right|, \qquad (5.28)$$

где $\Delta\lambda=\lambda_{\text{макс}}-\lambda_{\text{мин}}$, и, с учётом (5.25),

$$\frac{\Delta\lambda}{d} < \frac{2\pi^2 \mu_{\text{ст}}}{\left|\ln R_0\right|}. \qquad (5.29)$$

Неравенство (5.29) может быть использовано для оценки предельной ширины рабочего диапазона РПП с заданной толщиной и уровнем КО. Аналогично, для многослойных РПП,

$$\left|\ln R_0\right| \Delta\lambda < 2\pi^2 \sum_j \mu_{\text{ст},j} d_j . \qquad (5.30)$$

В широкополосных РПП, т.е., в случае $\lambda_{\text{мин}} << \lambda_{\text{макс}}$, выразив КО в децибелах, можно переписать (5.29) в виде

$$R_0[\text{дБ}] \le 40\pi^2 \mu_{\text{ст}} d \big/ \left(\lambda_{\text{макс}} \ln 10\right) \approx 172 \mu_{\text{ст}}\, d/\lambda_{\text{макс}} . \qquad (5.31)$$

Т.е., при любом законе частотной дисперсии диэлектрической проницаемости и при любом количестве слоёв для широкополосного однослойного диэлектрического РПП ($\mu\equiv 1$) не может быть получена толщина, меньшая $\lambda_{\text{макс}}/17{,}2$ при уровне КО R_0=0,316 (минус 10 дБ).

Частным случаем многослойных РПП являются диэлектрические градиентные структуры [80]. Распространено мнение, что модуль КО для них экспоненциально спадает при $\lambda\to 0$. Тогда $\ln R$ имеет сингулярность при $\lambda=0$ и теорему Коши применять нельзя. Однако этот вывод сделан в предположении о частотно-независимой диэлектрической проницаемости, которое не-

корректно, т.к. в любом материале $\varepsilon \to 1$ при $\lambda \to 0$. Легко показать, что при учёте частотной дисперсии диэлектрической проницаемости модуль КО стремится к положительной константе и сингулярность не возникает.

Обсудим, может ли существовать реальное РПП, в котором достигается полученное предельное значение отношения $\Delta\lambda/d$. Это определяется двумя факторами: (*а*) достижимо ли предельное значение интеграла $\ln|R|$ по длине волны, при котором обеспечивается равенство в (5.25); и (*б*) может ли все поглощение ЭМВ материалом быть сконцентрировано внутри конечного диапазона длин волн $\lambda_{\text{мин}},\ldots, \lambda_{\text{макс}}$, так, чтобы достигалось равенство в (5.29) или (5.30).

Из (5.24) следует, что равенство в (5.25) достигается для функций $R(\lambda)$, не имеющих нулей в верхней полуплоскости. Такие функции соответствуют минимально-фазовым амплитудно-частотным характеристикам [52], для которых изменение фазы при изменении λ от 0 до ∞ не превышает 2π, и которые могут быть реализованы, например, для расположенного на металле диэлектрического слоя с дебаевским законом диэлектрической дисперсии.

Равенство двух частей (5.28) не может быть обеспечено, так как это потребовало бы реализации кусочно-линейной зависимости КО от длины волны. Иногда свойства практических материалов могут достаточно близко подходить к оценкам (5.28) и (5.29), о чем свидетельствует, например, сравнение данных численного расчёта [15] для широкополосных диэлектрических РПП с неравенством (5.29). В ряде практически важных случаев, неравенство (5.29) может быть уточнено для получения более реалистичных оценок, см. подразделы 5.3–5.5.

В частности, для материалов, проявляющих магнитные свойства, (5.29) может дать очень широкий рабочий диапазон, так как значения статической магнитной проницаемости порядка сотен и тысяч не являются редкостью. Для уточнения оценки заметим, что в этом случае нельзя пренебречь НЧ магнитными потерями, которые могут вносить заметный вклад в интеграл в левой части (5.25). Этот вклад соответствует поглощению энергии в НЧ диапазоне и поэтому не может быть использован для увеличения поглощения в пределах рабочего диапазона, лежащего в более ВЧ области. Поэтому при выводе неравенства следует учесть НЧ потери. Действительно, при $d \ll \lambda$, КО имеет вид (5.23), и $\ln|R| \approx 4\pi\mu'' d/\lambda$. Пусть магнитные потери в НЧ диапазоне связаны с изолированным пиком поглощения, так что значение μ'' пренебрежимо мало вблизи длины волны $\lambda_{\text{макс}}$ – НЧ границы рабочего диапазона. Тогда (5.17) запишется в виде

$$\mu'(\infty) = \mu'(\lambda_{\max}) + \frac{2}{\pi}\int_{\lambda_{\max}}^{\infty} \frac{\mu''(s)}{s} ds \tag{5.32}$$

где μ является функцией длины волны. При этом вместо (5.29) получим

$$\frac{\Delta\lambda}{d} < \frac{2\pi^2 \mu'(\lambda_{\text{макс}})}{\left|\ln R_0\right|}, \tag{5.33}$$

т.е. ширина рабочего диапазона РПП определяется значением магнитной проницаемости на НЧ краю рабочего диапазона.

Заметим ещё раз, что (5.33) справедливо при условии, что мнимая часть магнитной проницаемости пренебрежимо мала при $\lambda=\lambda_{макс}$. Это означает, что $\mu'(\lambda_{макс})<\mu_{ст}$, и (5.33) является более строгим неравенством, чем (5.29). Неравенство (5.33) неприменимо, например, если на длине волны $\lambda_{макс}$ наблюдается максимум μ', возникающий вблизи высокодобротного резонанса магнитной проницаемости. По аналогии с аналогичным рассмотрением, проведённым для широкополосности малых антенн [324], можно заключить, что наличие такого максимума не приводит к увеличению широкополосности: положительный эффект от высокого значения действительной части магнитной проницаемости компенсируется сужением рабочей полосы за счёт наличия области нормальной дисперсии магнитной проницаемости (т.е., роста магнитной проницаемости с частотой), предшествующей этому максимуму. Поэтому предельная широкополосность РПП, созданных на основе искусственных магнетиков, которые могут характеризоваться высокими значениями динамической магнитной проницаемости, такая же, как и для диэлектрических РПП.

Тот же вывод справедлив и для киральных РПП, возможные преимущества которых в широкополосности перед обычными материалами широко дискутировались в литературе [149, 211, 424, 451]. Статическая магнитная проницаемость киральных материалов также равна единице, поэтому их предельная широкополосность также совпадает с величиной, характерной для диэлектрических РПП.

Широкополосность РПП, построенных на основе неоднородных материалов. Рассмотрим неоднородный материал, в котором характерный размер поперечной неоднородности близок к длине волны, по крайней мере, в части рабочего диапазона длин волн. Свойства таких материалов не могут быть корректно описаны в терминах эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости, и, следовательно, неравенство (5.25) не может быть прямо применено в этом случае, так как оно получено при условии, что КО определен при всех действительных длинах волн. Если материал неоднороден и размер неоднородности близок к λ, то при падении на него плоской ЭМВ возбуждается пространственный спектр волн, что является дополнительным каналом потерь энергии и, в принципе, могло бы привести к расширению рабочего диапазона. Поэтому использование существенно неоднородных материалов часто рассматривают как перспективное направление создания тонких широкополосных РПП [519, 542, 632].

С другой стороны, КО, рассматриваемый в этом разделе, не обязательно должен быть отношением амплитуд двух бесконечных плоских волн, падающей на материал и отражённой от него. Можно распространить проведённое рассмотрение на любую функцию отклика, которая является стационарной и причинной и вследствие этого не имеет нулей в верхней полуплоскости комплексных длин волн.

Например, определим КО от неоднородной структуры как отношение амплитуд волн, излученной и принятой отдаленной широкополосной антенной, что отражает практическую ситуацию. Пусть расстояние d_x между антенной и структурой велико настолько, что можно пренебречь приёмом диффузного рассеяния и дифракционных лепестков, возбуждаемых структурой. Пусть также это расстояние мало по сравнению с поперечными размерами

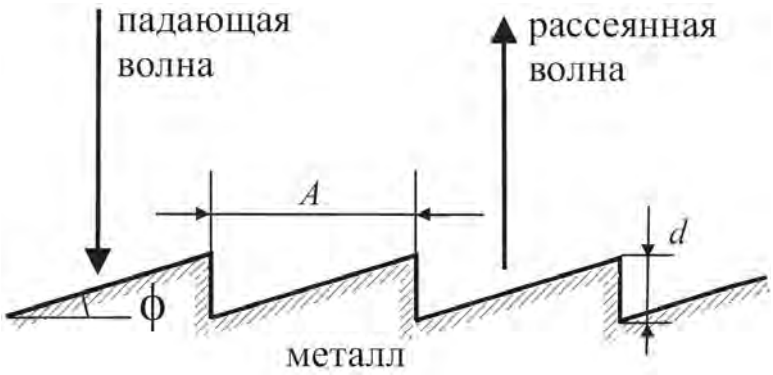


Рисунок 5.5 – К расчёту КО от эшелетта

структуры, и влияние краевых эффектов можно не учитывать. Для простоты ограничимся случаем чисто диэлектрических структур.

Рассмотрим неоднородное РПП вместе с воздушным промежутком толщины d_x между ним и антенной как единую многослойную структуру толщиной d_x+d. КО от такой структуры, определённый как указано выше, существует для любой длины волны, и неравенство (5.25) принимает вид:

$$\left|\int_0^\infty \ln|R|\, d\lambda\right| \le 2\pi^2\left(d + d_x\right). \tag{5.34}$$

Для уточнения этой оценки заметим, что добавление воздушной прослойки толщиной d_y приводит к умножению КО от структуры на квадрат КП этой прослойки, $T=\exp(4\pi i d_y/\lambda)$. Легко убедиться, что вклад этой величины в интеграл (5.257) равен $2\pi^2 d_y$. Следовательно, удаляя прослойку толщиной d_y из всей структуры толщиной d_x+d_y, можно получить более точное неравенство

$$\left|\int_0^\infty \ln|R|\, d\lambda\right| \le 2\pi^2\left(d + d_x - d_y\right). \tag{5.36}$$

Это возможно, пока $d_y<d_x$, так как в противном случае суммарный КО не может быть получен простым умножением на величину T. Отражённые и рассеянные волны начинают переотражаться от выбранного слоя, и при рассмотрении суммарного КО необходимо рассматривать их интерференцию.

Таким образом, КО от неоднородного диэлектрического слоя, определённый по принимаемому удалённой антенной сигналу, также удовлетворяет неравенству (5.25), в котором d имеет смысл наибольшей геометрической толщины рассматриваемого неоднородного слоя.

В качестве иллюстрации рассмотрим простой пример неоднородной структуры: ступенчатую металлическую поверхность (эшелетт), показанную на рис. 5.5. Если поперечный период эшелетта A много больше длины волны λ, то структура отражает нормально падающую волну под углом $\varphi_{\text{отр}}$, а не по направлению к облучающей антенне, что приводит к эффективному снижению отражения от металлической поверхности.

В приближении физической оптики часть энергии, рассеянная в обратном направлении, равна

$$|R|^2 = \left(\frac{\sin(2\pi d/\lambda)}{2\pi d/\lambda} \right)^2, \tag{5.37}$$

где $d=A \sin \varphi_{отр}$ – геометрическая толщина структуры. Для расчёта интеграла

$$K_0 = \int_0^\infty \ln|R| d\lambda = \frac{1}{2} \int_0^\infty \ln R^2 d\lambda, \tag{5.38}$$

входящего в (5.25), рассмотрим два дополнительных выражения:

$$K_1 = \int_0^\infty \frac{\ln K_3 s}{K_4^2 + s^2} ds = \frac{\pi}{2K_4} \ln(K_3 K_4), \tag{5.39}$$

$$K_2 = \int_0^\infty \frac{\ln \sin^2 K_3 s}{K_4^2 + s^2} ds = \frac{\pi}{K_4} \ln\left(\frac{1 - \exp(-2K_3 K_4)}{2} \right), \tag{5.40}$$

где K_3, K_4 — произвольные действительные положительные константы. Значения интегралов (5.39) и (5.40) взяты из [58]. Очевидно, что

$$|I_0| = \lim_{a \to 0} (I_2 - 2I_1) \tag{5.41}$$

при условии, что R даётся выражением (1.44), $K_4=2\pi d$, а $s=1/\lambda$. После подстановки этих значений в (5.39)–(5.41) и простого преобразования получим результат, идентичный (5.30).

Рассмотренная структура является типичным примером снижения КО за счёт возбуждения волн, отличных от плоской моды (поверхностная волна при $\lambda \sim A$ или волна, рассеянная под углом $\varphi_{отр}$). Её можно интерпретировать также как структуру, где КО снижается за счёт разницы фаз отражения от различных её участков.

5.3 Узкополосные радиопоглощающие покрытия [#]

Уточнение ограничения для случая узкополосных РПП. Ещё одним случаем, допускающим уточнение оценки (5.25), является случай узкополосных РПП. В них всегда существует поглощение в ВЧ области спектра, которое также не может быть использовано для расширения рабочего диапазона.

Рассмотрим вспомогательную задачу о нулях КО на комплексной плоскости длин волн в случае, когда магнитодиэлектрический слой на металлической подложке не имеет диэлектрических и магнитных потерь, и, следовательно, его диэлектрическая и магнитная проницаемости не зависят от частоты. Входной импеданс такого слоя равен

$$Z_{\text{вх}} = \sqrt{\mu/\varepsilon}\,\text{th}\left(2\pi i d\sqrt{\varepsilon\mu}/\lambda\right) = \sqrt{\mu/\varepsilon}\,\text{th}\left(K_1 + iK_2\right), \tag{5.42}$$

где через K_1 и K_2 обозначены действительная и мнимая части аргумента гиперболического тангенса. Комплексные длины волн λ_j, соответствующие отсутствию отражения, находятся из уравнения $Z_{\text{вх}}(\lambda_j)=1$. В общем случае оно имеет два решения

$$\begin{aligned} \text{tg}\,K_2 &= 0, \quad \text{th}K_1 = \sqrt{\varepsilon/\mu} \\ \text{tg}\,K_2 &= \infty, \quad \text{th}K_1 = \sqrt{\mu/\varepsilon}. \end{aligned} \tag{5.43}$$

Так как th $K_1 \le 1$, то реализуется только одно из них, в зависимости от того, превышает ли модуль характеристического импеданса единицу или нет. В большинстве практических случаев $\varepsilon > \mu$, и следует выбирать второе из решений (5.43). Обозначив $\lambda_j = \lambda_j' - i\lambda_j''$, преобразуем это решение в два уравнения относительно действительной и мнимой частей λ_j:

$$K_1 = \frac{2\pi d\lambda_j''\sqrt{\varepsilon\mu}}{\left(\lambda_j'\right)^2 + \left(\lambda_j''\right)^2} = \text{Arth}Z, \quad K_2 = \frac{2\pi d\lambda_j'\sqrt{\varepsilon\mu}}{\left(\lambda_j'\right)^2 + \left(\lambda_j''\right)^2} = \pi\left(j + 1/2\right), \tag{5.44}$$

решение которых относительно λ_j'' имеет вид

$$\lambda_j'' = \frac{1}{\text{Arth}\,\sqrt{\mu/\varepsilon}} \frac{2\pi d\sqrt{\varepsilon\mu}}{1 + \left(\dfrac{\pi}{2}\dfrac{\left(2j+1\right)}{\text{Arth}\,\sqrt{\mu/\varepsilon}}\right)^2}. \tag{5.45}$$

Следовательно, сумма мнимых частей всех нулей КО в правой части (5.24) равна сумме ряда

$$K_3 \sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\left(2j+1\right)^2 + K_4^2} = 2K_3 \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{\left(2j+1\right)^2 + K_4^2}, \tag{5.46}$$

где $K_3 = 8\pi d\sqrt{\varepsilon\mu}\,\text{Arth}\sqrt{\mu/\varepsilon}, K_4 = \left(2/\pi\right)\text{Arth}\sqrt{\mu/\varepsilon}$. Сумма (5.46) равна $(K_3/K_4)\cdot(\pi/2)$ th$(\pi K_4/2)$ [58]. Подставляя в это выражение значения K_3 и K_4, окончательно получим

$$2\pi \sum_{j=0}^{\infty} \lambda_j'' = 2\pi^2 \mu d\,. \tag{5.47}$$

Мы предположили, что магнитная проницаемость μ слоя не зависит от частоты и по-

[#] Материал подраздела изложен в соответствии с работами [60, 566, 573]

этому можно заменить её в (5.47) на статическую магнитную проницаемость $\mu_{ст}$. То есть, если слой не обладает ни диэлектрическими, ни магнитными потерями, значение $2\pi^2\mu_{ст}d$ равно сумме мнимых частей комплексных длин волн, на которых R=0, тогда как $\ln|R|$=0 на всей оси действительных λ. Потери в материале на длине волны, соответствующей j-му нулю КО, уменьшает мнимую часть λ_j и приводит к появлению потерь энергии на действительных длинах волн.

Такой же результат получается и в случае $\mu>\varepsilon$.

Вернемся теперь к анализу узкополосных РПП. Для них поглощение ЭМВ должно быть локализовано внутри узкой полосы частот. Пусть эта полоса расположена вблизи первого интерференционного минимума КО, т.е., мы рассматриваем случай четвертьволнового РПП. Если поглощающий слой достаточно тонок, то остальные нули отражения находятся вдали от рабочего диапазона длин волн и их влиянием на свойства РПП внутри рабочего диапазона можно пренебречь. При этом не важно, входит ли вклад высших интерференционных минимумов в левую или правую часть (5.24): на свойствах РПП внутри рабочего диапазона это не отражается. Поэтому можно заменить истинные частотные зависимости $\varepsilon(f)$ и $\mu(f)$ в ВЧ части рабочего диапазона некоторыми действительными константами ε_∞ и μ_∞, не изменив характеристик РПП.

Таким образом, интеграл от $\ln|R|$ по λ в пределах первого интерференционного минимума можно найти, вычитая из величины $2\pi^2\mu_{ст}d$ сумму (5.47), в которой принято $\mu=\mu_\infty$, за исключением её первого члена. Для определённости рассмотрим случай $|\varepsilon|>>|\mu|$. Тогда Arth $Z\approx Z$, первый член ряда в правой части (5.46) равен $16\mu d/\pi$ и описанная процедура даёт результат

$$\left|\ln R_0\right| \Delta\lambda \le \left(2\pi^2\left(\mu_{ст}-\mu_\infty\right)+16\mu_\infty\right)d\,. \tag{5.48}$$

Для чисто диэлектрического узкополосного РПП ($\mu_{ст}=\mu_\infty=1$), из (5.48) следует, что для отношения ширины рабочего диапазона длин волн к толщине РПП выполняется неравенство

$$\Delta\lambda/d \le 16/\left|\ln R_0\right|. \tag{5.49}$$

Если РПП выполнено из магнитодиэлектрического материала, но дисперсия магнитной проницаемости пренебрежимо мала в пределах рабочего диапазона ($\mu_{ст}=\mu_\infty\neq1$), то отношение $\Delta\lambda/d$ не может быть больше, чем $(16\mu_{ст})/|\ln R_0|$. Эта величина в $\pi^2/8$ раз (приблизительно на 23%) меньше предельного значения $\Delta\lambda/d$ (5.29). Эта величина соответствует погрешности, возникающей при пренебрежении всеми высшими интерференционными резонансами КО, кроме первого.

Рассмотрим теперь узкополосные РПП на основе искусственных магнетиков, для которых частотная зависимость магнитной проницаемости может быть записана в виде [397]

$$\mu(f)=1+\frac{\chi f^2}{f_{рез}^2+\mathrm{i}ff_{рел}-f^2}, \tag{5.50}$$

где χ – безразмерная амплитуда резонанса, $f_{рез}$, $f_{рел}$ – характерные частоты (резонансная и релаксационная, соответственно). Функция $\mu(f)$ легко преобразуется в $\mu(\lambda)$ подстановкой $f=c/\lambda$, где c – скорость света. Как отмечено выше, для широкополосных РПП использование искусственного магнетизма не приводит к расширению предельного рабочего диапазона по срав-

нению с диэлектрическими РПП, так как для искусственного магнетика $\mu_{ст}$=1. ВЧ магнитная проницаемость таких материалов меньше единицы (μ_∞<1), однако её значение всегда положительно, так как в противном случае в верхней полуплоскости длин волн возникают полюсы КО. Поэтому использование искусственной магнитной проницаемости может привести к улучшению свойств узкополосных покрытий, как это следует из (5.43), но не более чем в $\pi^2/8$ раз по сравнению с чисто диэлектрическим РПП той же толщины.

Заметим, что это улучшение связано с тем, что на высоких частотах магнитная проницаемость (5.50) стремится не к единице, а к нулю. Поэтому в области высших интерференционных минимумов, |R|=1, также как и в диэлектрическом слое без потерь, но амплитудно-частотная характеристика является минимально-фазовой. Падающая волна полностью отражается от передней границы слоя, не проникая вглубь него. Нули КО лежат в нижней полуплоскости длин волн и не вносят вклада в правую часть (5.24). Все возможное поглощение в слое сосредоточено в окрестности четвертьволнового резонанса. В следующих подразделах показано, что точно такой же выигрыш может быть получен в многослойных диэлектрических материалах.

Оптимальные свойства обобщённой частотной зависимости КО. Аналитическое нахождение предельной широкополосности РПП в соответствии с рассматриваемой в этом разделе постановкой задачи (поиск минимальной толщины РПП, который имеет КО не выше заданного в заданном диапазоне длин волн) приводит к громоздким вычислениям, дающим результат только для простейших схем. Ниже показано, как можно модифицировать эту постановку задачи для того, чтобы придать ей более простой и универсальный вид.

Разложим гиперболический тангенс в (1.3) в ряд и, соответственно, представим правую часть (1.1) в виде дробно-рациональной функции. Точно так же, разложение реальных дисперсионных зависимостей на лоренцевы члены (см. раздел 2) соответствует записи частотной зависимости материальных параметров в виде рациональной дроби. На свойства РПП в рабочем диапазоне влияют только нули и полюса этих функций, расположенные вблизи рабочего диапазона. Поэтому, сохраняя нужное число членов в числителе и знаменателе, можно рассмотреть общий вид частотной зависимости КО в виде

$$R(\lambda) = -\frac{\alpha_0\lambda^n + \alpha_1\lambda^{n-1} + \ldots + \alpha_{n-1}\lambda^1 + \alpha_n}{\beta_0\lambda^n + \beta_1\lambda^{n-1} + \ldots + \beta_{n-1}\lambda^1 + \beta_n} \tag{5.51}$$

где коэффициенты при четных степенях λ действительные, а при нечетных – мнимые. Коэффициенты при старшей степени λ в числителе и знаменателе равны, т. к. слой расположен на металле. Если рассматриваемые частотные зависимости материальных параметров могут быть представлены в виде суммы лоренцевых членов, то свободные члены также будут равны, т. к. легко показать, что для лоренцевой зависимости $|R(\lambda)| \to 1$ при $\lambda \to 0$. Поэтому без ограничения общности можно считать, что $\alpha_0=\beta_0=1$ и $\alpha_n=\beta_n$. Свойства частотной зависимости КО (5.51) будут определяться степенью полиномов, входящих в числитель и знаменатель, т.е., количеством принимаемых во внимание резонансов. Отметим ещё раз, что резонансное поведение может иметь

причиной как интерференционный резонанс (полюса выражения для КО (1.3), в том числе в многослойных структурах), так и резонансы диэлектрической и/или магнитной проницаемости.

Для оптимального РПП все нули находятся в нижней полуплоскости длин волн и выполняется равенство в (5.26). Т.е., толщина такого РПП пропорциональна значению интеграла в левой части равенства. Поэтому вместо минимизации толщины РПП можно минимизировать интеграл от логарифма КО по длине волны. Этот интеграл, в свою очередь, равен мнимой части разности между всеми нулями знаменателя $\Sigma\lambda_j^{(1)}$ и числителя $\Sigma\lambda_j^{(2)}$. Следовательно, толщина РПП, характеризуемого минимально-фазовой частотной зависимостью КО, равна

$$2\pi^2\mu_{\text{ст}}\, d = \text{Im}(\Sigma\lambda_j^{(1)} - \Sigma\lambda_j^{(2)}). \tag{5.52}$$

Поэтому вместо минимизации толщины РПП можно искать коэффициенты в зависимости (5.51), минимизирующие правую часть (5.52) при условии, что КО не превышает заданного значения в заданном диапазоне λ. В такую постановку задачи в явном виде не входят параметры материала и детали конструкции РПП. Оптимизация РПП сводится к синтезу частотного фильтра, а результат зависит только от количества учитываемых резонансов. Напомним ещё раз, что, сохраняя при разложении нули и полюса, лежащие в пределах рабочего диапазона, следует сохранять и симметричные им относительно мнимой оси, чтобы модуль КО оставался четной функцией λ.

Отметим, что множитель в левой части (5.52) соответствует случаю, когда все возможное поглощение в материале сосредоточено в окрестности четвертьволнового резонанса, как, например, в искусственных магнетиках, см. обсуждение выше. Во многих случаях поглощение, соответствующее высшим резонансам, не может быть использовано для расширения частотного диапазона первой резонансной моды, и этот множитель должен быть равен 16, как в (5.49), а не $2\pi^2$. Именно это значение использовано в примерах, рассмотренных ниже.

Случай одного резонанса. Применим изложенный выше подход к случаю одного резонанса в (5.50). Для того чтобы сделать выкладки менее громоздкими, перейдем от полосового фильтра к НЧ фильтру при помощи преобразования (5.12), часто используемого в теории фильтров и преобразующего рабочий диапазон длин волн $\lambda_{\text{мин}}\ldots\lambda_{\text{макс}}$ к диапазону $-1<\xi<1$. Это преобразование переводит нули числителя и знаменателя на мнимую ось, но по отношению к мнимым частям нулей это изменение сводится к умножению их на масштабный коэффициент, равный ширине рабочей полосы длин волн. Поэтому использование (5.12) не изменит результата поиска оптимальных коэффициентов в (5.51).

Учитывая, что в случае одного резонанса (5.51) имеет один ноль и один полюс и что по условиям задачи модуль КО должен быть равен R_0 при $\xi=1$, перепишем (5.51) в виде

$$\left|R(\xi)\right|^2 = \frac{\xi + R_0^2\left(1+K_1^2\right)-1}{\xi + K_1^2}, \tag{5.53}$$

где K_1 – единственный неизвестный параметр задачи. Полюс зависимости (5.53) равен $\text{i}K_1$, а нуль – $\text{i}(R_0^2(1+K_1^2)-1)^{1/2}$. Разность этих величин минимальна при значении параметра $K_1=1/R_0$; при этом оптимальная частотная зависимость КО запишется в виде

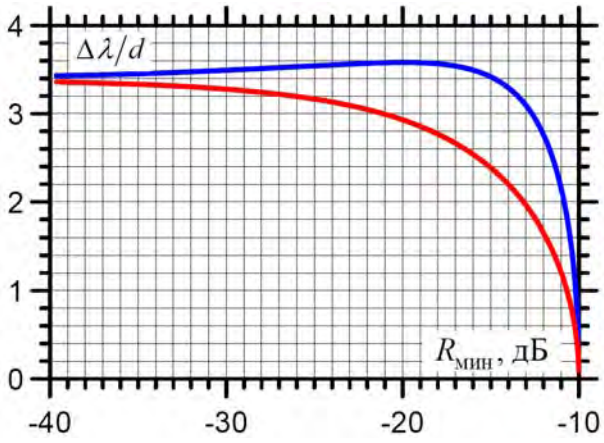


Рисунок 5.6 – Зависимость (5.57) отношения $\Delta\lambda/d$ от глубины минимума КО $R_{мин}$ для РПП с одним резонансом в пределах рабочего диапазона при R_0=0,316 (минус 10 дБ). Синяя кривая – случай отрицательного значения мнимой части нуля КО, красная кривая – случай положительного значения мнимой части нуля КО

$$R(\xi)=\frac{\xi+\mathrm{i}R_0}{\xi+\mathrm{i}/R_0}. \tag{5.54}$$

Соответствующая зависимость КО по мощности от длины волны будет иметь вид

$$\left|R(\lambda)\right|^2=\frac{\left(\lambda^2-\lambda_{макс}\lambda_{мин}\right)^2/\lambda^2/\left(\lambda_{макс}-\lambda_{мин}\right)^2+R_0^2}{\left(\lambda^2-\lambda_{макс}\lambda_{мин}\right)^2/\lambda^2/\left(\lambda_{макс}-\lambda_{мин}\right)^2+1/R_0^2}. \tag{5.55}$$

Из (5.54) и (5.55) видно, что зависимость КО от длины волны, соответствующая наибольшей широкополосности, реализуется, когда значение модуля КО в минимуме равно квадрату модуля КО на границах рабочего диапазона. Т.е., если задан уровень КО в пределах рабочего диапазона, не превышающий R_0=0,316 (минус 10 дБ), то значение КО в минимуме должно быть равно $R_{мин}$=0,1 (минус 20 дБ), и т.д. Это соотношение хорошо известно из теории согласования антенн [543].

Преобразуя полученные нули числителя и знаменателя при помощи (5.12) и подставляя их в (5.53), легко найти, что минимальная толщина узкополосного РПП, частотная зависимость КО которого включает один резонанс, связана с шириной рабочего диапазона как

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{d}\right)_{макс}=\frac{32}{\pi}\frac{R_0}{1-R_0^{\,2}}\mu_{ст}, \tag{5.56}$$

что совпадает с результатом работ [70, 576].

Отношение ширины рабочего диапазона длин волн к толщине РПП связано с глубиной минимума КО $R_{мин}$ при уровне КО в пределах рабочего диапазона R_0 выражением

$$\frac{\Delta\lambda}{d}=\frac{32}{\pi}\frac{\mu_{ст}}{1\pm R_{мин}}\sqrt{\frac{R_0^{\,2}-R_{мин}^{\,2}}{1-R_0^{\,2}}}. \tag{5.57}$$

График (5.57) для случая R_0=0,316 (минус 10 дБ) и $\mu_{ст}$=1 показан на рис. 5.6. Он состоит из двух ветвей, нижняя из которых соответствует положительному значению мнимой части нуля (5.53), а верхняя – отрицательному значению. Видно, что ширина рабочего диапазона в зависимости от $R_{мин}$ меняется не сильно, обнаруживая резкое снижение лишь при приближении $R_{мин}$ к R_0. Поэтому нет нужды в точной подгонке параметров (5.51) к оптимальной частотной зависимости.

Случай двух резонансов. Точно так же рассматривается случай двух резонансов, соответствующий наличию двух резонансных минимумов КО в пределах рабочего диапазона, между которыми расположен максимум. Применим опять преобразование (5.12). При числе резонансов больше единицы соответствующая зависимость $R(\xi)$ существует не для любых зависимостей $R(\lambda)$, а только для симметричных, т.е., тех, у которых глубина обоих резонансов совпадает, а максимум приходится на среднее геометрическое границ рабочего диапазона. Это сужает класс частотных зависимостей, среди которых проводится оптимизация. С другой стороны, оптимальные частотные зависимости диэлектрических РПП, как опубликованные в литературе [232], так и полученные численным расчётом ниже, имеют именно такой симметричный вид.

В случае двух резонансов зависимость $R(\xi)$ запишется в виде:

$$\left|R(\xi)\right|^2 = \frac{\xi^4 + K_1\xi^2 + K_2}{\xi^4 + K_3\xi^2 + K_4}. \tag{5.58}$$

В (5.58) входят четыре свободных параметра: K_1, K_2, K_3 и K_4. Условие $|R|=R_0$ при $\xi=\pm1$ уменьшает их количество до двух. Но задача может быть ещё упрощена: легко показать, что разность мнимых частей корней тем меньше, чем меньше разность коэффициентов при квадрате частоты, K_3 и K_1. Физически это объясняется просто: велик вклад в интеграл участка с большим аргументом, где величина логарифма КО пропорциональна этой разности коэффициентов. Но разность не может быть отрицательной, иначе КО превысит единицу. Поэтому в оптимальном случае коэффициенты будут равны.

Выполнение этих условий приводит к задаче с единственным свободным параметром, оптимизация по которому проводится так же, как и в предыдущем случае, и даёт результат

$$R(\xi) = \frac{\left(1-2\xi^2\right)+\mathrm{i}\xi\left(2R_0+{R_0}^2\right)}{\left(1-2\xi^2\right)+\mathrm{i}\xi\left(2/R_0+1/{R_0}^2\right)}. \tag{5.59}$$

Разность мнимых частей нулей числителя и знаменателя при этом равна $(1–R_0)/(2{R_0}^{1/2})$. Используя преобразование (5.12) для перехода от $R(\xi)$ к $R(\lambda)$, получаем

$$\left|R(\lambda)\right|^2 = \frac{\dfrac{4\left(\lambda^2-\lambda_{\text{мин}}^2\right)\left(\lambda^2-\lambda_{\text{мин}}\lambda_{\text{макс}}\right)^2\left(\lambda^2-\lambda_{\text{макс}}^2\right)}{\lambda^4\left(\lambda_{\text{макс}}-\lambda_{\text{мин}}\right)^4}+\left(1+R_0\right)^2}{\dfrac{4\left(\lambda^2-\lambda_{\text{мин}}^2\right)\left(\lambda^2-\lambda_{\text{мин}}\lambda_{\text{макс}}\right)^2\left(\lambda^2-\lambda_{\text{макс}}^2\right)}{\lambda^4\left(\lambda_{\text{макс}}-\lambda_{\text{мин}}\right)^4}+\left(1+1/R_0\right)^2} \tag{5.60}$$

Предельно возможное отношение $\Delta\lambda/d$ связано с уровнем КО соотношением

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{d}\right)_{\text{макс}} = \frac{32}{\pi}\,\frac{\sqrt{R_0}}{1-R_0}\,\mu_{\text{ст}}. \tag{5.61}$$

Глубина обоих минимумов оптимальной зависимости равна

$$R_{\text{мин}} = {R_0}^2\,\frac{2+R_0}{2+1/R_0}. \tag{5.62}$$

Например, если R_0=0,316 (минус 10 дБ), то $R_{\text{мин}}$≈0,211 (минус 13,5 дБ).

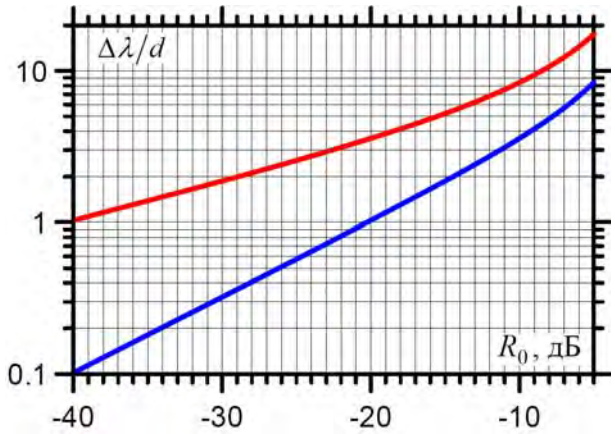


Рисунок 5.7 – Предельное значение отношения рабочей ширины длин волн к толщине РПП в зависимости от уровня КО для случаев одного и двух резонансов при $\mu_{ст}$=1 (формула (5.57), синяя линия и формула (5.61), красная линия, соответственно)

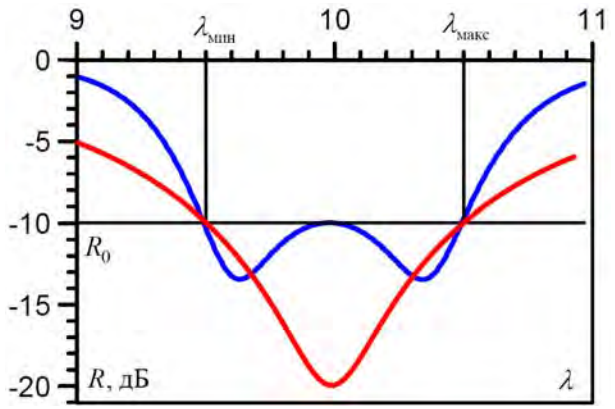


Рисунок 5.8 – Оптимальные частотные зависимости КО для случаев одного резонанса (красная линия) и двух резонансов (синяя линия), полученные для R_0= –10 дБ, $\lambda_{мин}$=9,5 ГГц и $\lambda_{макс}$=10,5 ГГц

На рис. 5.8 показано предельное значение отношения рабочей ширины длин волн к толщине РПП в зависимости от уровня КО для случаев одного и двух резонансов при $\mu_{ст}$=1 (формула (5.57), синяя линия, и формула (5.61), красная линия, соответственно). При одинаковой толщине РПП выигрыш при переходе от одного к двум резонансам составляет 2,34 раз при R_0=0,316 (минус 10 дБ), 3,5 раз при R_0=0,1 (минус 20) дБ и 10 раз при R_0=0,01 (минус 40 дБ). Эти значения характеризуют расширение рабочего диапазона, которое может быть получено за счёт использования оптимально подобранной частотной дисперсии диэлектрической проницаемости материала РПП или за счёт разбиения материала РПП на два слоя с различными параметрами.

Рисунок 5.8 показывает оптимальные зависимости модуля КО для случая одного и двух резонансов. Видно, что толщина РПП в случае двух резонансов меньше при одинаковых значениях $\lambda_{мин}$, $\lambda_{макс}$ и R_0. Это связано с тем, что для двух резонансов КО может более резко изменяться с частотой и, соответственно, ближе подходит к области, ограниченной прямыми $\lambda=\lambda_{мин}$, $\lambda=\lambda_{макс}$ и $R=R_0$. Поэтому разность между правой и левой частями (5.29), связанная с величиной потерь за пределами рабочего диапазона, для двух резонансов существенно меньше. Равенство в (5.24) достигается для обоих случаев.

Таким образом, широкополосность РПП можно значительно увеличить, увеличивая количество резонансов, составляющих частотную зависимость КО в пределах рабочего диапазона.

Случай трёх резонансов приводит к кубическому уравнению. В принципе, оно может быть решено, но необходимость поиска экстремума приводит к чрезвычайно громоздким выражениям, и получение результата в замкнутом виде представляется проблематичным.

5.4 Численная оптимизация диэлектрических радиопоглощающих покрытий[#]

Несмотря на то, что в большинстве современных РПП применяются магнитные материалы, диэлектрические материалы могут быть успешно использованы в случаях, когда наиболее важными характеристиками РПП являются низкий вес, а также высокая эффективность при очень высоких частотах (на миллиметровых длинах волн) или при высоких температурах.

Метод численной оптимизации свойств РПП. Целью проведённого численного исследования был поиск параметров частотной зависимости диэлектрической проницаемости, которая минимизирует толщину d однослойного или многослойного РПП при условии, что модуль КО не превышает заданной величины R_0 в пределах заданного диапазона частот $f_{\text{мин}}\ldots f_{\text{макс}}$.

Особенностью использованного алгоритма являлось то, что для каждого набора оптимизируемых параметров вычислялись значения КО во всех его максимумах R_j (j=1,…), лежащих в пределах рабочего диапазона, а не на заранее заданных фиксированных частотах, как это принято обычно. Это позволяло программе оптимизации избежать ситуации, когда максимум КО оказывается «зажатым» между двумя соседними фиксированными частотами, что является причиной появления ложных решений задачи оптимизации.

Эффективность РПП характеризовалась «целевой функцией»

$$\upsilon = d + K\sum_j \left(R_j - R_0\right)^2 , \tag{5.63}$$

где d – толщина РПП, K – масштабный множитель. Минимизацию (5.63) проводили при помощи стандартного алгоритма Недлера–Мида, проводя суммирование только по тем максимумам КО в пределах рабочего диапазона, для которых R_j>R_0. Наличие второго члена в правой части (5.63) приводит к резкому увеличению целевой функции в случае, если КО внутри рабочего диапазона превышает величину R_0. Поэтому результатом минимизации целевой функции является РПП наименьшей возможной толщины, при которой КО не превышает R_0. При расчётах значение K было выбрано равным 10^6. При меньших значениях увеличивается превышение модуля КО в его максимумах над величиной R_0; при больших – возрастает вероятность ложного останова программы оптимизации в случае сложного рельефа целевой функции. При необходимости, аналогично могут быть введены ограничения на значения оптимизируемых параметров.

Значения КО вычисляли методом входного импеданса, который требует меньшего количества вычислений, чем метод характеристической матрицы. При старте программы при помощи градиентного метода определялись все максимумы и минимумы частотной зависимости модуля КО в пределах рабочего диапазона частот. Далее для ускорения расчёта КО определяли квадратичной аппроксимацией по трём рассчитанным точкам на частотах вблизи максимума. Через каждые сто итераций положение максимумов проверяли градиентным методом.

[#] Материал изложен в соответствии с работой [576].

Недостатком стандартного метода Недлера–Мида является то, что при быстром спуске по склону целевой функции симплекс вытягивается в направлении спуска; по окончании спуска степень вытянутости не может быть уменьшена. Поэтому алгоритм нередко останавливается, когда рельеф целевой функции представляет собой, например, узкое извилистое ущелье. Для устранения этого недостатка алгоритм в случае такого останова перезапускался с увеличением точности вычисления величин модуля КО в их максимумах.

Для каждого типа РПП проводилась оптимизация параметров с запуском программы оптимизации с нескольких различных начальных значений параметров задачи. Как правило, оптимизация характеристик РПП является многоэкстремальной задачей, допускающей несколько локальных минимумов целевой функции. Общепринятый подход к решению задач такого рода предполагает использование алгоритмов, способных проводить поиск глобального минимума, например, генетического алгоритма. Однако для решения практических задач часто бывает полезно знать параметры нескольких локальных минимумов, так как эффективность РПП в этих минимумах может лишь незначительно уступать эффективности в глобальном минимуме, а возможности практического достижения необходимых параметров материала оказываются существенно лучше. По этой причине ниже описаны параметры всех найденных локальных минимумов целевой функции.

Параметризация частотной дисперсии материальных параметров. Использование для оптимизации свойств РПП измеренных значений материальных параметров исследуемых материалов значительно сужает возможности поиска глобальных оптимумов, как за счёт неполноты экспериментальных данных, так и из-за наличия шумовой измерительной погрешности, приводящей к появлению дополнительных точек останова программы оптимизации. Поэтому для применения алгоритма оптимизации к решению задачи, поставленной в данной работе, необходимо провести параметризацию частотной зависимости материальных параметров.

Естественным путем введения параметризации частотной зависимости диэлектрической проницаемости является представление кривой частотной дисперсии диэлектрической проницаемости $\varepsilon(f)$ как суммы n резонансных членов, по аналогии с (4.22):

$$\varepsilon(f) = \varepsilon_\infty + \sum_{j=1}^{N_{\text{рез}}} \frac{\chi_{\text{э,ст}}^{(j)}}{1 - \mathrm{i}f \,/\, f_{\text{э,рел}}^{(j)} - \left(f \,/\, f_{\text{э,рез}}^{(j)}\right)^2}, \tag{5.64}$$

где ε_∞, $\chi_{\text{э,ст}}^{(j)}$, $f_{\text{э,рез}}^{(j)}$, $f_{\text{э,рел}}^{(j)}$ – оптическая диэлектрическая проницаемость, парциальная статическая диэлектрическая восприимчивость, резонансная и релаксационная частота – параметры, определяющие характеристики резонансов; эти параметры варьируются для достижения наилучших характеристик РПП, а $N_{\text{рез}}$ – количество резонансов, входящих в дисперсионный закон. Известно, что сумма в правой части (5.64) при $N_{\text{рез}} \to \infty$ может с любой наперед заданной точностью описать в конечном диапазоне частот любую физически реализуемую частотную зависимость диэлектрической проницаемости. Как показано в разделе 4, резонансы диэлектрической проницаемости могут быть связаны с размерным резонансом на включениях в КМ, например, длин-

ных проводящих волокон; КМ с проводящими волокнами нередко используют в конструкциях РПП [685], иногда в сочетании с другими материалами, например, ферритами [645]. Резонансная частотная дисперсия диэлектрической проницаемости наблюдалась и в других материалах, например в протравленных пленках [365] или сегнетоэлектриках [415]. Ряд материалов имеет дебаевскую дисперсию диэлектрической проницаемости в СВЧ диапазоне, которую также можно получить из (5.64) при $f_{\text{рез}}^{(j)} \to \infty$ и $N_{\text{рез}}=1$. Другие типы частотной дисперсии, рассмотренные в разделе 4, перколяционная дисперсия и дисперсия типа Коул–Коула, приводят к более слабой зависимости диэлектрической проницаемости от частоты и, соответственно, слабо влияют на широкополосность РПП. По этой причине ниже они не рассматриваются.

Физический смысл параметров дисперсионной зависимости (5.64) позволяет трактовать их как неотрицательные вещественные числа, за исключением ε_∞, которое не должно быть меньше единицы. Большн никаких ограничений на эти параметры не испаользовалось. Применение закона частотной дисперсии вместо частотно-независимой комплексной величины связано с тем, что использование последней нарушает аналитические свойства частотной зависимости КО, что может затруднить сопоставление полученных результатов с результатами аналитического исследования, проведённого выше.

В реальных материалах существует ряд других ограничений на значения параметров дисперсионных зависимостей материальных параметров. Например, в КМ с проводящими волокнами значение релаксационной частоты для диэлектрической проницаемости ограничено сверху из-за наличия потерь на излучение, см. раздел 4; возрастание величины ε_∞ может приводить к появлению соответствующих диэлектрических потерь, которые не учтены в формулах, и т.д. Учёт таких ограничений привел бы к тому, что рассчитанная предельная широкополосность материалов начала бы зависеть от значений R_0, $f_{\text{мин}}$ и $f_{\text{макс}}$, что существенно снизило бы общность и увеличило бы сложность получаемых результатов. Поэтому ниже не приводятся конкретные величины параметров дисперсионных зависимостей, полученные в результате оптимизации; приведены только предельные значения отношения $\Delta\lambda/d$, которые можно получить для того или иного типа РПП. Полученные параметры обнаруживают сложную зависимость от значений R_0, $f_{\text{мин}}$ и $f_{\text{макс}}$ и в ряде случаев лежат за пределами значений, достижимых в реализуемых материалах.

Однослойные узкополосные диэлектрические РПП. Как показано выше, в узкополосных РПП наименьший достижимый уровень КО в пределах рабочего диапазона является функцией отношения $\Delta\lambda/d$ и не зависит от положения рабочего диапазона на оси длин волн. Ниже на основе анализа численных результатов предложен аналитический вид этой функции для случая, когда рабочий диапазон частот РПП заключает в себе несколько минимумов КО.

В ходе исследования оптимальных свойств РПП обнаружено, что целевая функция (5.63) имеет единственный минимум для узкополосных однослойных диэлектрических РПП при условии, что рассматриваются только четвертьволновые покрытия. В этом пункте при-

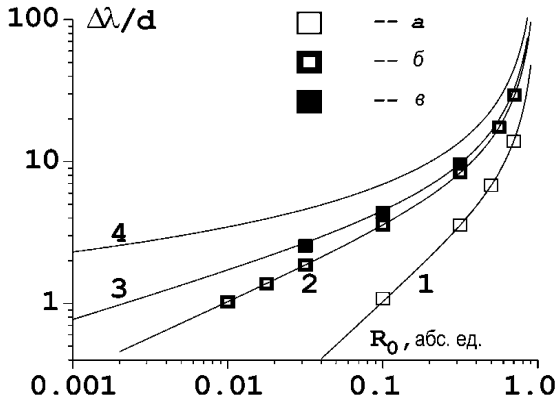


Рисунок 5.9 – Предельное отношение $\Delta\lambda/d$ в зависимости от R_0 для различных типов диэлектрических РПП: (*а*) – простой экран Далленбаха, (*б*) и (*в*) –однослойное диэлектрическое РПП с резонансной диэлектрической дисперсией при $N_{рез}$=1 и $N_{рез}$=2, соответственно. Кривая 1 соответствует зависимости (5.64), 2 – зависимости (5.65), 3 – зависимости (5.66), 4 – предельному значению (5.48) для узкополосного случая при $\mu_{ст}$=1

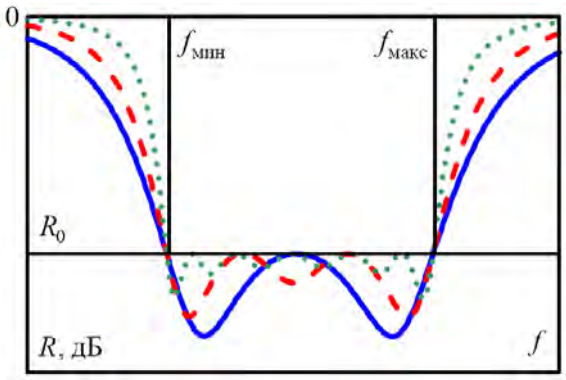


Рисунок 5.10 – Зависимости $R(f)$, приводящие к максимальному отношению $\Delta\lambda/d$ в однослойных диэлектрических РПП с резонансной дисперсией диэлектрической проницаемости (5.63): при $N_{рез}$=1 (синяя сплошная линия), $N_{рез}$=2 (красная штриховая линия), $N_{рез}$=5 (зеленая пунктирная линия)

ведены результаты для случая узкополосных РПП, а именно, при $\Delta\lambda/\lambda_0$=1/10, где λ_0 – середина рабочего диапазона длин волн.

Рассмотрим сначала диэлектрический экран Далленбаха без дисперсии диэлектрической проницаемости. Соотношение (5.19), связывающее R_0, $\Delta\lambda$, и d в этом случае, справедливо только при R_0<<1. При $R_0\to1$ (5.19) даёт конечное значение для отношения $\Delta\lambda/d$, тогда как простейшие физические соображения свидетельствуют, что это отношение должно стремиться к бесконечности. Действительно, КО, равный по модулю единице, характеризует саму защищаемую идеально проводящую поверхность без нанесения на него покрытия, поэтому следует принять d=0.

Результаты численной оптимизации свойств таких РПП приведены на рис. 5.9. При $R_0\to1$ их можно аппроксимировать функцией $\Delta\lambda/d$~5,1/(1–R_0). Объединяя её с (5.19), получаем

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{d}\right)_{макс}=\frac{32}{\pi}\frac{R_0}{1-R_0^2}\ , \qquad (5.65)$$

что совпадает с (5.56) (для $\mu_{ст}$=1) и хорошо согласуется с численными данными во всем диапазоне изменения R_0, см. рис. 5.9, кривая 1. Соотношение (5.65) отличается от (5.19) дополнительным членом в знаменателе, дающим достаточно малое численное отличие при значениях КО, имеющих практический интерес (это отличие равно 10 % при R_0=0,316, или минус 10 дБ, и 1 % при R_0=0,1, или минус 20 дБ). Здесь этот член сохранен для того, чтобы подчеркнуть сходство полученного результата с соотношениями, которые будут обсуждаться ниже.

Характерной чертой РПП на материалах с законом диэлектрической дисперсии, содержащим один резонансный член, n=1, является зависимость от длины волны КО $R(\lambda)$,

имеющая максимум в середине рабочего диапазона, как показано на рис. 5.10, кривая 1. Определяя асимптотическое поведение отношения $\Delta\lambda/d$ при $R_0\to 0$ и при $R_0\to 1$ и объединяя эти две асимптотики тем же способом, как и раньше, получим соотношение, связывающее толщину и ширину рабочего диапазона РПП для этого случая в виде

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{d}\right)_{\text{макс}} = \frac{32}{\pi}\frac{\sqrt{R_0}}{1-R_0}, \tag{5.66}$$

где числовой коэффициент оказывается равным коэффициенту в соотношении (5.64). Точно так же, (5.66) совпадает с (5.61) при $\mu_{\text{ст}}=1$ и хорошо согласуется с данными численного расчёта, см. рис. 5.9.

Таким образом, при наличии диэлектрической дисперсии интерференционный резонанс расщепляется на два за счёт присутствия диэлектрического резонанса. Приписать каждый из этих резонансов интерференции или диэлектрической дисперсии нельзя, что свидетельствует об эквивалентности этих эффектов с точки зрения частотной зависимости КО. Тот же вывод можно сделать из метода эквивалентных схем: разлагая резонансные члены в ряд, невозможно отличить их друг от друга.

Если закон диэлектрической дисперсии содержит два резонансных члена (n=2 в (5.64)), то частотная зависимость КО имеет два максимума и три минимума в пределах рабочего диапазона (рис. 5.10, кривая 2), а предельное значение отношения ширины рабочего диапазона к толщине РПП хорошо аппроксимируется соотношением

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{d}\right)_{\text{макс}} = \frac{3}{4}\frac{32}{\pi}\frac{R_0^{1/3}}{1-R_0^{2/3}} \tag{5.67}$$

Результаты, полученные выше, могут быть обобщены на случай произвольных n

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{d}\right)_{\text{макс}} = \frac{32}{\pi}\frac{3}{N_{\text{рез}}+2}\frac{R_0^{1/(n+1)}}{1-R_0^{2/(n+1)}}. \tag{5.68}$$

При n=1 и 2 (5.68) переходит в (5.66) и (5.67), соответственно. При n=0 в правую часть (5.68) входит такая же зависимость от уровня КО, как и в (5.65), но при этом получается неточное значение числового коэффициента. Сравнение значений $\Delta\lambda/d$, получаемых (5.68) при значениях $N_{\text{рез}}$ до 5 и при различных значениях R_0 не показало их заметных отличий от численных данных. Кривая 3 на рис. 5.10 показывает одну из зависимостей $R(\lambda)$, рассчитанных при $N_{\text{рез}}$=5.

Из приведённых данных следует, что наибольшее возможное значение отношения $\Delta\lambda/d$ в узкополосных однослойных диэлектрических РПП определяется только количеством связанных резонансов, расположенных в пределах рабочего диапазона частот. Отметим ещё раз, что любой физически реализуемый закон диэлектрической дисперсии может быть сколь угодно хорошо приближен резонансным законом дисперсии (5.64) при $N_{\text{рез}}\to\infty$. Следовательно, предел (5.68) при $N_{\text{рез}}\to\infty$ должен соответствовать наибольшему значению $\Delta\lambda/d$ для диэлектрических РПП с оптимальной дисперсионной зависимостью диэлектрической проницае-

мости. Этот предел равен $(3/\pi)(16/|\ln R_0|)$, что отличается от (5.49) менее чем на 5%. Такое совпадение служит дополнительным подтверждением правильности полученных результатов.

Многослойные узкополосные диэлектрические РПП. В отличие от предыдущего случая, двухслойные диэлектрические РПП имеют несколько различных минимумов целевой функции. Рассмотрим простейший пример двухслойного РПП без частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Оптимизация его свойств даёт два различных решения в зависимости от использованной начальной точки. В первом из этих решений диэлектрическая проницаемость внутреннего слоя низка, а толщина внешнего слоя мала. Диэлектрическая проницаемость внешнего слоя достигает очень высоких значений. Зависимость $R(\lambda)$ имеет единственный минимум в пределах рабочего диапазона, а полученное значение отношения $\Delta\lambda/d$ незначительно превышает величины, даваемые (5.65). Такую схему можно интерпретировать как РПП на основе аналоговых цепей, см. ф-лу (5.13).

Во втором решении реализуется обратное соотношение между значениями диэлектрических проницаемостей обоих слоёв: значения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости внутреннего слоя значительно выше, чем во внешнем слое, а толщина внутреннего слоя много меньше, чем внешнего. Диэлектрические потери во внешнем слое стремятся к нулю, и сам слой работает как трансформатор импеданса. Минимум на частотной зависимости КО расщепляется на два, и образуется зависимость $R(\lambda)$, показанная кривой 1 на рис. 5.10. Зависимость отношения $\Delta\lambda/d$ от модуля КО подчиняется соотношению (5.66).

Таким образом, разбиение поглощающего слоя на два, имеющих различные параметры, приводит к расширению рабочего диапазона РПП, такому же, как и в случае резонансной дисперсии диэлектрической проницаемости в однослойном покрытии. В отличие от расширения вследствие частотной дисперсии, здесь каждому из резонансов можно приписать физический смысл. Более низкочастотный минимум КО возникает из-за интерференции на всей толщине двухслойного РПП, а более высокочастотный – из-за интерференции на внутреннем слое.

Назовем эти два решения задачи оптимизации бездисперсионными решениями *А* и *Б*, соответственно. При наличии резонансной дисперсии диэлектрической проницаемости ($N_{\text{рез}}=1$ в (5.64) для каждого из двух слоёв) присутствуют три локальных минимума целевой функции, которые обозначены ниже как решения *А′*, *А″* и *Б′*. Решение *А′* является аналогом бездисперсионного решения *А*, имея внутренний слой с очень низкой диэлектрической проницаемостью и внешний слой очень малой толщины. Отличие от решения *А* состоит в том, что диэлектрическая проницаемость обоих слоёв подчиняется резонансному закону, причем обе резонансные частоты лежат в пределах рабочего диапазона частот. В соответствии с этим, частотная зависимость КО имеет три минимума и два максимума в пределах рабочего диапазона, а соотношение между $\Delta\lambda/d$ и R_0 хорошо ложится на аппроксимирующую зависимость

$$\frac{\Delta\lambda}{d} = 3\pi \frac{R_0^{1/3}}{1 - R_0^{2/3}} \tag{5.69}$$

Таким образом, функциональная зависимость левой части (5.69) от R_0 такая же, как и в (5.66), а числовой множитель отличается: он в 1,23 раза большая значения для однослойных РПП при $N_{рез}$=2. Это совпадает с величиной $\pi^2/8$, поэтому логично предположить, что различие между (5.69) и (5.67) имеет ту же причину, что и различие между (5.29) и (5.49), см. подраздел 5.3, также допуская интерпретацию в терминах характеристик высших интерференционных минимумов. Именно по этой причине числовое значение в (5.69) записано в виде 3π. С практической точки зрения это различие часто лежит в пределах технологических допусков на параметры РПП, и поэтому в большинстве случаев им можно пренебречь.

Свойства решения *А″* близки к свойствам *А′*; разница между ними состоит в том, что в *А″* реализуется обратное соотношение между резонансными частотами внешнего и внутреннего слоёв. Остальные характеристики слоёв, включая соотношение между толщиной РПП, шириной рабочего диапазона длин волн и уровнем КО, аналогичны описанным в предыдущем абзаце.

Решение *Б′* является аналогом бездисперсионного решения *Б*. Здесь также внутренний слой имеет малую толщину и высокие значения диэлектрической проницаемости по сравнению с внешним слоем. Для РПП на материалах с резонансной диэлектрической дисперсией только внутренний слой содержит резонанс, в то время как оптимальными параметрами для внешнего слоя является по-прежнему диэлектрик без потерь и без диэлектрической дисперсии. Частотная зависимость КО опять выглядит как кривая 2 на рис. 5.10, а в соотношение между $\Delta\lambda/d$ и R_0 входят кубические корни, также как в (5.67) и (5.69). В этом случае числовой множитель больше, чем $24\sqrt{\pi}$ только примерно на 8 %.

Попытки ввести диэлектрическую дисперсию в бездисперсионное решение *Б*, дающее частотную зависимость КО с двумя минимумами, таким образом, чтобы диэлектрические резонансы входили в оба слоя, и, следовательно, получить частотную зависимость КО с четырьмя минимумами для двухслойного РПП, не дали результата. Если пренебречь незначительным расхождением в числовых коэффициентах, можно сделать вывод, что максимальное отношение ширины рабочего диапазона к толщине многослойного РПП управляется соотношением (5.68). Величина $N_{рез}$ в (5.68) представляет собой сумму резонансных членов в законах диэлектрической дисперсии для всех резонансов. При этом неважно, содержатся ли все резонансы в одном из слоёв, или они распределены по различным слоям.

В трёхслойных РПП количество минимумов целевой функции значительно возрастает, однако закономерности, отмеченные выше, остаются в силе.

Широкополосные диэлектрические РПП. Рисунок 5.11 иллюстрирует, как полученные результаты изменяются при переходе к случаю широкополосных РПП. На рисунке представлены значения отношения $\Delta\lambda/d$ при R_0= –10 дБ в зависимости от относительной ширины рабочего диапазона длин волн $\Delta\lambda/\lambda_{макс}$, где $\lambda_{макс}$ – максимальная длина волны рабочего диапазона. Два набора данных соответствуют решению *А′* для двухслойного РПП и однослойному РПП на материале, описываемом законом диэлектрической дисперсии с двумя резонансными члена-

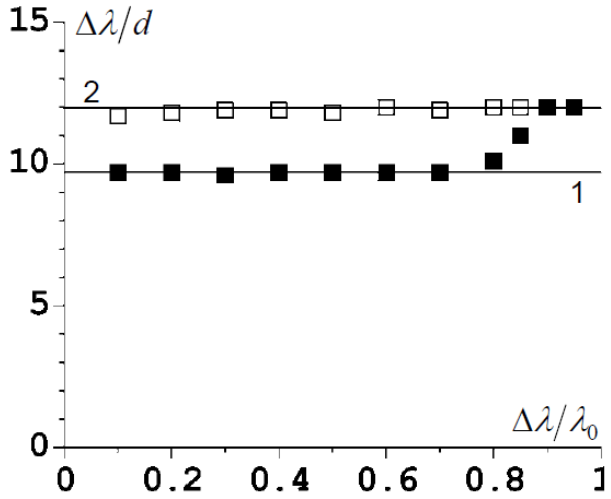


Рисунок 5.11 – Зависимость отношения $\Delta\lambda/d$ от относительной ширины рабочего диапазона $\Delta\lambda/\lambda_{макс}$ при R_0= –10 дБ. Линиями обозначены: 1 – результат (5.66), 2 – (5.66) с числовым множителем, увеличенным аналогично (5.69); черные квадраты – численные результаты для однослойного РПП при $N_{рез}$=2, светлые квадраты – решение A' для двухслойного РПП

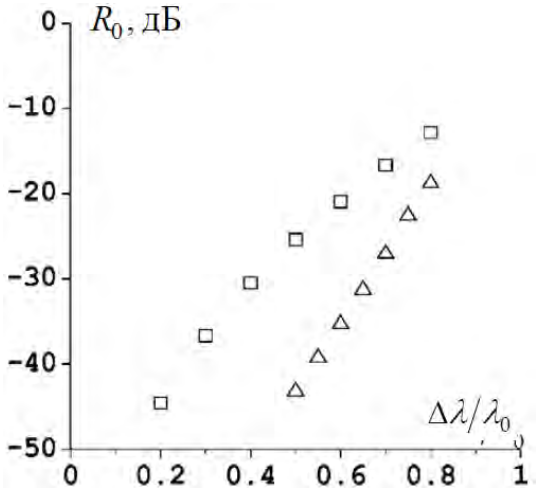


Рисунок 5.12 – Наименьшие возможные значения уровня КО в пределах рабочего диапазона R_0, которые могут быть получены для однослойного РПП при $N_{рез}$=1 (квадраты) и $N_{рез}$=2 (треугольники), в зависимости от относительной ширины рабочего диапазона

ми. Соответственно, линии на рисунке соответствуют соотношениям (5.66) (кривая 1) и (5.66) с числовым множителем, увеличенным аналогично (5.69), криваая 2. Отношение $\Delta\lambda/d$ для двухслойного РПП не зависит от относительной ширины рабочего диапазона, и в этом случае нет разницы между узкополосными и широкополосными РПП. Для однослойного РПП отношение $\Delta\lambda/d$ не изменяется с увеличением ширины рабочего диапазона вплоть до $\Delta\lambda/\lambda_{макс}$~0,8, после чего увеличивается скачком и достигает значения, характерного для двухслойного материала. Это соответствует включению высших интерференционных минимумов КО в рабочий диапазон, и, соответственно, переходу от узкополосного случая к широкополосному.

При увеличении относительной ширины полосы возникает ещё одно отклонение от закономерностей, описанных выше. Это касается случая, когда заданный уровень КО очень низок. Полученные численные результаты показывают, что при конечной ширине рабочего диапазона в рассматриваемых диэлектрических РПП может быть достигнут не любой уровень КО. Если заданный уровень КО меньше некоторой величины, зависящей от относительной ширины рабочего диапазона и от типа РПП, то задача оптимизации вообще не имеет решения. На рис. 5.12 показаны расчётные значения для этого критического уровня КО в зависимости от относительной ширины рабочего диапазона для однослойного РПП при $N_{рез}$=1 и $N_{рез}$=2. Для более сложных схем РПП такие критические значения R_0 также существуют, хотя их значения ниже.

5.5 Численная оптимизация магнитных радиопоглощающих покрытий [#]

Под магнитными РПП будем понимать материалы, в которых магнитная проницаемость не равна тождественно единице, по крайней мере, в части рабочего диапазона; поглощение энергии магнитным РПП может быть как магнитным, так и диэлектрическим. РПП на основе магнитных материалов обладают рядом преимуществ над другими типами РПП, позволяя, как правило, достичь большей широкополосности при меньшей толщине покрытия, а также снизить вклад в обратное рассеяние, связанный с краевой дифракцией и поверхностными волнами.

В соответствии с обсуждением в разделе 2, при оптимизации РПП для частотной зависимости магнитной проницаемости μ также был принят резонансный закон (2.24), но, в отличие от рассмотрения в предыдущем подразделе, с единственым резонансным членом. Возможность отличия μ_∞ от единицы за счёт скинирования при параметризации частотной зависимости магнитной проницаемости не учитывались.

Кроме неотрицательности параметров дисперсионного закона (2.24), других ограничений на их значения не вводилось по причинам, которые были описаны в подразделе 5.3, за исключением ограничения сверху на значение статической магнитной восприимчивости. Иначе задача оптимизации имеет тривиальное решение: $d \to 0$, $\mu_{ст} \to \infty$. Как показано в разделе 2, в соответствии с законом Аше значения магнитной проницаемости, как правило, не превышают нескольких единиц. Поэтому при оптимизации узкополосных магнитных РПП было введено ограничение статической магнитной проницаемости сверху; при оптимизации широкополосных магнитных РПП ограничивалось значение константы Аше. Полученные результаты приведены как функции предельных значений этих величин. При оптимизации магнитных РПП для частотной зависимости диэлектрической проницаемости ε материала слоя был принят дебаевский закон. Влияние частотной дисперсии этого типа на свойства узкополосных РПП незначительно, поэтому диэлектрическую проницаемость можно считать комплексной величиной, не зависящей от частоты, которая также варьировалась свободно при условии её неотрицательности.

Для случая широкополосных магнитных РПП оптимизацию проводили, имея в виду КМ с малыми проводящими ФМ частицами. Поэтому диэлектрическими потерями пренебрегали, а на значение диэлектрической проницаемости, в соответствии с результатами подраздела 3.3, было наложено условие, что она превышает значение статической магнитной проницаемости в $\varepsilon_м$ и более раз, где $\varepsilon_м$ – типичные значения диэлектрической проницаемости матрицы КМ. Величина $\varepsilon_м$ обычно принималась равной 2,5.

Точно так же, как и в предыдущем подразделе, рассмотрены только предельные значения отношения $\Delta\lambda/d$, которые можно получить для того или иного типа РПП; конкретные величины параметров, полученные в результате оптимизации, не приводятся.

[#] Результаты данного подраздела изложены в соответствии с работой [64].

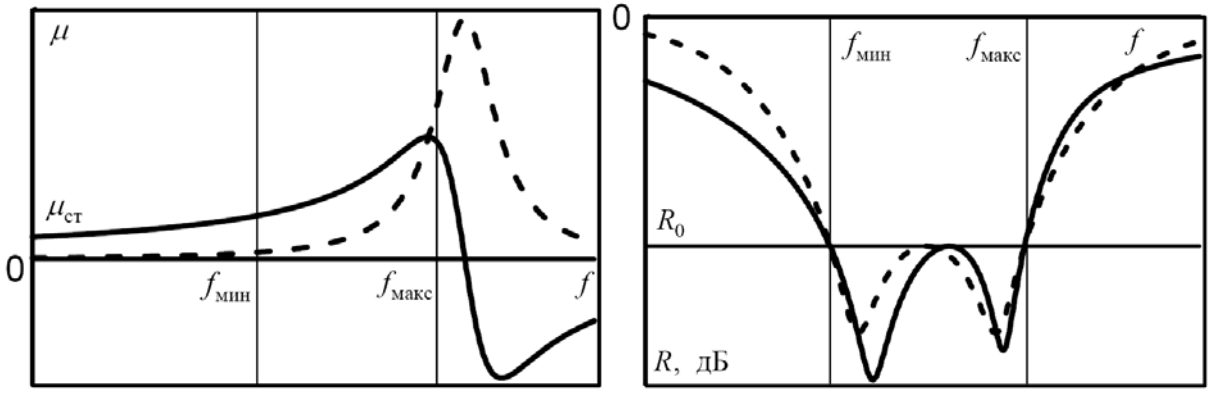


Рисунок 5.13 – Результаты численной оптимизации для решения A_M. Слева – частотная зависимость действительной (сплошная линия) и мнимой (пунктир) частей магнитной проницаемости. Справа – частотная зависимость КО (сплошная линия). Пунктиром показана оптимальная частотная зависимость КО для диэлектрического РПП на материале с резонансом диэлектрической проницаемости, имеющего такие же рабочий диапазон и уровень КО

Узкополосные магнитные РПП. Рассмотрим сначала случай узкополосных РПП: $\Delta\lambda/\lambda_0$=1/10, где λ_0 – середина рабочего диапазона длин волн.

Численное исследование показало, что описанная выше задача оптимизации в случае магнитных РПП имеет три решения. Интересно, что они точно соответствуют трем хорошо известным основным принципам создания магнитных РПП: магнитному экрану Солсбери, магнитному экрану Далленбаха, и РПП, реализующему расширение рабочего диапазона за счёт частотной дисперсии магнитной проницаемости.

Первое из решений (назовем его решением типа A_M), как правило, является глобальным оптимумом задачи оптимизации свойств РПП. Оно предполагает достаточно высокие значения диэлектрической проницаемости и заметные диэлектрические потери. Резонанс магнитной проницаемости имеет высокую добротность и расположен вблизи ВЧ границы рабочего диапазона (рис. 5.13). Также на рисунке показана частотная зависимость КО для этого решения. Её особенностью является наличие двух связанных минимумов КО внутри рабочего диапазона, как и на соответствующей кривой для РПП на основе диэлектрика с резонансной дисперсией диэлектрической проницаемости, показанной на рис. 5.13 пунктиром. Различие этих кривых состоит в том, что оптимальная зависимость диэлектрического РПП симметрична относительно середины рабочего диапазона, тогда как для магнитного РПП кривая несимметрична: НЧ минимум отражения, в котором потери энергии имеют в основном диэлектрическую природу, отличается большей шириной и глубиной.

Связанные минимумы соответствуют в этом случае интерференционному резонансу на толщине слоя и магнитному минимуму, свойственному магнитному экрану Солсбери. То, что эти резонансы имеют разную амплитуду, показывает их неэквивалентность. Действительно, как показывает сравнение (5.6) и (5.8), для реализации этих двух типов минимумов отражения необходимы значительно различающиеся значения магнитных потерь. Достижение этих различающихся уровней на двух близких частотах может противоречить другим

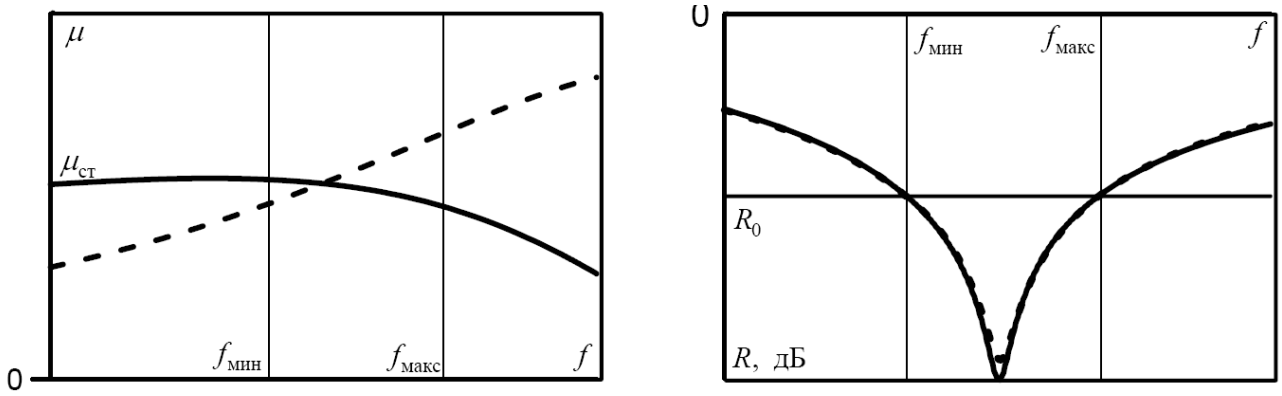


Рисунок 5.14 – Результаты численной оптимизации для решения $Б_{\text{М}}$. Слева – частотная зависимость действительной (сплошная линия) и мнимой (пунктир) частей магнитной проницаемости. Справа – частотная зависимость КО (сплошная линия). Пунктир – оптимальная частотная зависимость КО для диэлектрического РПП на материале с резонансом диэлектрической проницаемости, имеющего те же значения $f_{\text{мин}}$, $f_{\text{макс}}$ и R_0

условиям согласования РПП. На рис. 5.13 НЧ минимум КО соответствует магнитному поглощению, а ВЧ минимум – интерференционному поглощению.

Сопоставление результатов расчёта при различных ширине рабочего диапазона, уровне КО и статической магнитной проницаемости позволило получить эмпирическую формулу, связывающую эти величины с толщиной РПП

$$\frac{\Delta\lambda}{d} = \frac{32}{\pi}\,\frac{R_0^{1/2}}{1-R_0}\left(0{,}8\mu_{\text{ст}} - 0{,}7\right). \tag{5.70}$$

Заметим, что зависимость отношения ширины рабочего диапазона к толщине РПП от R_0 такая же, как и для диэлектрических РПП с резонансом диэлектрической проницаемости, см. (5.66), а зависимость этой величины от статической магнитной проницаемости линейна. Однако ширина рабочего диапазона не пропорциональна статической магнитной проницаемости, как это можно было бы предсказать на основе результатов аналитического исследования широкополосности. Это может являться следствием отмеченной выше трудности одновременного согласования магнитного и интерференционного резонансов.

Второе решение – решение типа $Б_M$ – характеризуется большей толщиной и, соответственно, меньшими значениями диэлектрической проницаемости. Диэлектрические потери в материале стремятся к нулю. Результаты численной оптимизации для этого случая показаны на рис. 5.14. Видно, что частота магнитного резонанса опять расположена вблизи ВЧ границы рабочего диапазона, но её значение ниже, чем в предыдущем случае. Добротность резонанса также ниже, чем для случая A_M. Магнитные потери велики во всем рабочем диапазоне, и поглощение энергии является чисто магнитным. Зависимость КО от частоты имеет один минимум в пределах рабочего диапазона и в точности совпадает с оптимальной зависимостью для диэлектрического РПП на материале без частотной дисперсии диэлектрической проницаемости.

Выражение для отношения ширины рабочего диапазона к толщине РПП имеет вид:

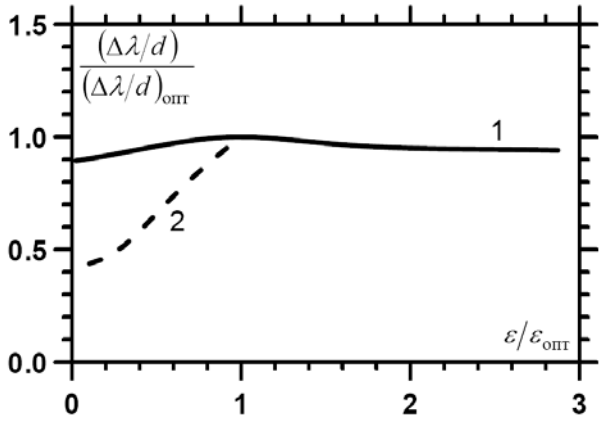


Рисунок 5.15 – Зависимость величины δ – отношения ширины рабочего диапазона к толщине РПП, приведённому к максимально возможному значению этого отношения, от величины заданной диэлектрической проницаемости материала слоя, для решений A_M (кривая 2) и $Б_M$ (кривая 1)

$$\frac{\Delta\lambda}{d} = \frac{32}{\pi}\,\frac{R_0}{1-R_0^2}\,\mu_{\text{ст}}\ . \tag{5.71}$$

Таким образом, расширение рабочего диапазона по сравнению с соответствующим диэлектрическим РПП (см. ур-ние (5.65)) в точности пропорционально величине статической магнитной проницаемости.

РПП типа A_M является интерференционным (набег фазы при распространении волны по слою здесь близок к $\pi/2$) и, следовательно, соответствует экрану Далленбаха. В противоположность этому, для свойств РПП типа $Б_M$ интерференция не столь существенна, несмотря на то, что оптимальная оптическая толщина этого материала лишь немногим меньше $\lambda/4$. Для доказательства этого приведем расчёт широкополосности РПП для случая, когда действительная часть диэлектрической проницаемости не входит в число оптимизируемых параметров, а является заданной величиной. Результаты расчёта для решений A_M и $Б_M$ показаны на рис. 5.15. Видно, что решение $Б_M$ практически сохраняет свои свойства даже при значении диэлектрической проницаемости, равном единице, в отличие от решения A_M. Следовательно, решение $Б_M$ соответствует магнитному экрану Солсбери, где отражение от защищаемой поверхности снижается за счёт противоположности фазы КО от задней и передней границ поглощающего слоя, а не вследствие четвертьволнового набега фазы при прохождении по нему волны. Слабая зависимость предельной широкополосности для решения $Б_M$ от значения диэлектрической проницаемости возникает из-за невыполнения первого из условий (5.3).

Т. е., при создании РПП типа $Б_M$ нет нужды в точной подстройке диэлектрических свойств материала. Кроме того, это решение требует более низкодобротного резонанса магнитной проницаемости. Отметим также, что РПП типа $Б_M$ характеризуется магнитным поглощением энергии во всем рабочем диапазоне, в отличие от решения типа A_M, где необходимы диэлектрические потери. Учитывая технологические возможности создания материалов с высокими диэлектрическими и магнитными потерями в СВЧ диапазоне, можно сделать вывод, что материал типа $Б_M$ более эффективен в отношении гашения поверхностных волн. Эти особенности могут сделать решение $Б_M$ во многих случаях более привлекательным для практических применений, несмотря на то, что оно характеризуется большей толщиной, чем решение A_M.

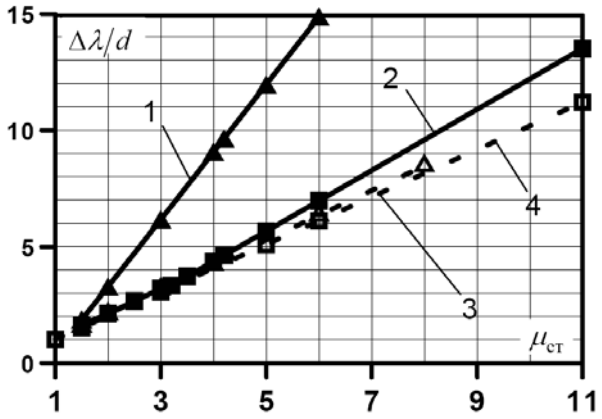


Рисунок 5.16 – Зависимость отношения ширины рабочего диапазона к толщине РПП при R_0= –20 дБ от значения статической магнитной проницаемости для решений типов $A_М$ (1) и $Б_М$ (2), а также для решений $A_М$ и $Б_М$ с выключенным резонансом (линии 3 и 4, соответственно)

Аналитические выражения для параметров магнитного экрана легко получить при помощи подхода, предложенного в подразделе 5.3. Асимптотическое выражение для КО для магнитного экрана имеет вид (5.6). Будем считать, что частотная зависимость магнитной проницаемости подчиняется лоренцеву закону частотной дисперсии (2.24) с единственным резонансным членом. Опустив индексы, выразив амплитуду резонанса через $\mu_{ст}$ и перейдя от частотной зависимости к зависимости от длины волны, запишем закон дисперсии в виде

$$\mu = 1 + \frac{\mu_{ст} - 1}{1 - \mathrm{i}\,\lambda_{рел}/\lambda - \left(\lambda_{рез}/\lambda\right)^2}, \tag{5.72}$$

где $\lambda_{рел}=c/f_{рел}$, $\lambda_{рез}=c/f_{рез}$. Подставив (5.72) в (5.6) и заметив, что хотя $\pi d<<\lambda$, но, согласно (5.6), для малости КО необходимо $(\mu_{ст}–1)\pi d\sim\lambda$ и поэтому в числителе и знаменателе можно пренебречь всеми слагаемыми, содержащими d, кроме тех, которые пропорциональны $\mu_{ст}$, получим

$$R = \frac{\lambda_{рез}^2 - \lambda^2 - \mathrm{i}\lambda\left(\lambda_{рел} - \pi\mu_{ст}d\right)}{\lambda_{рез}^2 - \lambda^2 - \mathrm{i}\lambda\left(\lambda_{рел} + \pi\mu_{ст}d\right)}. \tag{5.73}$$

Легко показать, что модуль КО, соответствующий (5.73), имеет единственный минимум при $\lambda=\lambda_{рез}$. Для оценки предельной широкопослосности магнитного экрана приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях λ в числителе и знаменателе (5.55) и (5.73), получим

$$\lambda_{рел} = \frac{\lambda_{макс} - \lambda_{мин}}{2}\,\frac{1 + R_0^2}{R_0}; \quad \lambda_{рез} = \sqrt{\lambda_{макс}\lambda_{мин}}; \quad \mu_{ст} = 1 + \frac{\lambda_{макс} - \lambda_{мин}}{4\pi d}\,\frac{1 - R_0^2}{R_0}. \tag{5.74}$$

Выражения (5.74) дают параметры дисперсионной зависимости магнитной проницаемости, соответствующие оптимальному магнитному экрану при заданных значениях $\lambda_{мин}$, $\lambda_{макс}$ и R_0.

На рис. 5.16 показаны зависимости $\Delta\lambda/d$ от $\mu_{ст}$, полученные в результате оптимизации магнитных РПП типов A_M и $Б_M$. Видно, что численные результаты хорошо ложатся на эмпирические зависимости (5.70) и (5.71).

Представляет также интерес выяснение роли частотной дисперсии магнитной проницаемости в расширении частотного диапазона РПП. Для этого были проведены расчёты без резонанса магнитной проницаемости: $f_{рез}\to\infty$ в (2.24). Остающаяся при этом частотная дисперсия является дебаевской, и ей можно пренебречь в узкополосных РПП. Полученные для этого случая результаты также приведены на рис. 5.16. Видно, что в решении типа $Б_M$ дисперсия

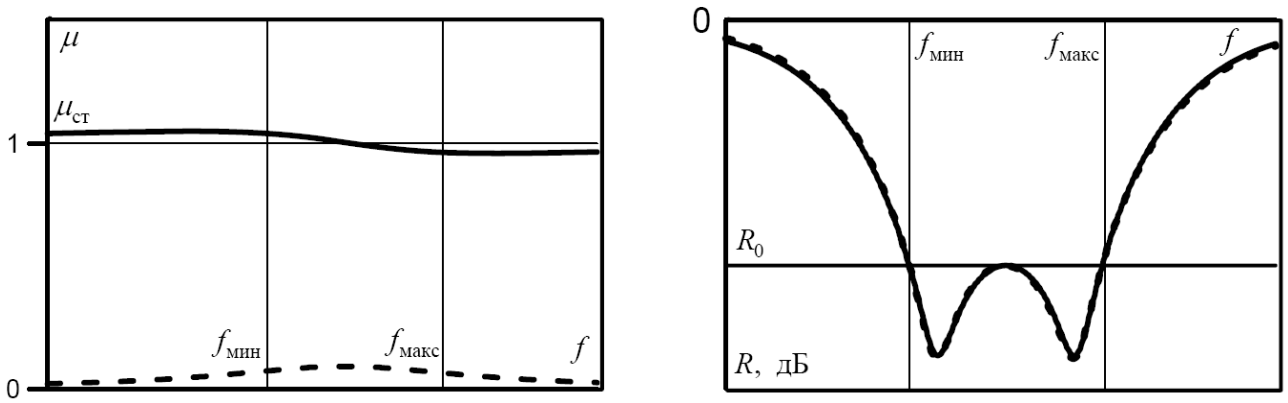


Рисунок 5.17 – Результаты численной оптимизации для решения B_M. Слева – частотная зависимость действительной (сплошная линия) и мнимой (пунктир) частей магнитной проницаемости. Справа – частотная зависимость КО (сплошная линия). Пунктиром на правом графике показана оптимальная частотная зависимость КО для диэлектрического РПП на материале с резонансом диэлектрической проницаемости, имеющего такие же рабочий диапазон и уровень КО

магнитной проницаемости играет незначительную роль, приводя к небольшому увеличению предельной ширины рабочего диапазона. Для решения типа A_M наличие частотной дисперсии магнитной проницаемости является существенным; при отсутствии дисперсии широкополосность этого решения уменьшается до величин, характерных для решения типа $Б_M$.

И, наконец, третье решение (решение типа B_M) характеризуется тем, что в нем статическая магнитная проницаемость не достигает заданного предельного значения. Результаты численной оптимизации для этого случая приведены на рис. 5.17. Толщина этой схемы наибольшая из всех, а резонанс магнитной проницаемости расположен в середине рабочего диапазона частот. Частотная зависимость КО также имеет два минимума в пределах рабочего диапазона, но теперь симметрична относительно его середины и полностью совпадает с аналогичной зависимостью для диэлектрических РПП. Статическая магнитная проницаемость материала близка к единице, и отношение ширины рабочего диапазона к толщине РПП в точности равно соответствующей величине для диэлектрического РПП на резонансе диэлектрической проницаемости, см. (5.66). Это подтверждает, что резонансная дисперсия диэлектрической и магнитной проницаемости оказывает одинаковое влияние на предельное расширение рабочего диапазона РПП.

Таким образом, для решения B_M ширина рабочего диапазона определяется только частотной дисперсией магнитной проницаемости. Это решение служит иллюстрацией РПП на основе материалов, имеющих СВЧ магнитные потери и слабо отличающуюся от единицы статическую магнитную проницаемость, например, антиферромагнетиков, СВЧ ферритов, а также искусственных магнетиков, свойства которых привлекают большое внимание в последнее время. Полученные результаты свидетельствуют, что использование таких материалов не может привести к созданию тонких широкополосных РПП для СВЧ диапазона. Впрочем, это заключение может быть сделано непосредственно из анализа неравенства (5.31). Отметим, что в отличие от случая искусственных магнетиков использованный здесь дисперсионный закон

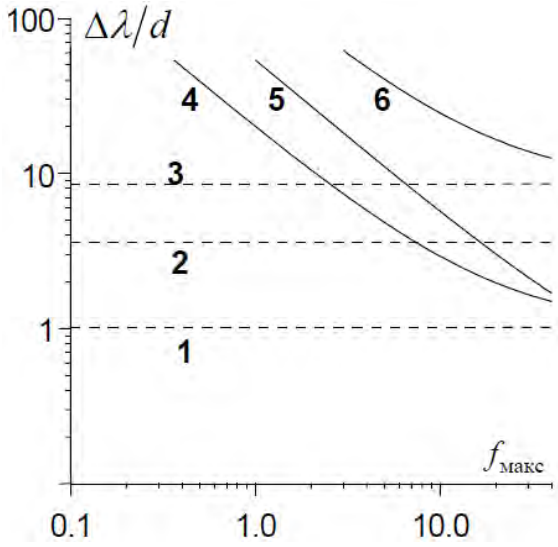


Рисунок 5.18 – Зависимость отношения ширины рабочего диапазона к толщине РПП от положения высокочастотной границы рабочего диапазона для различных схем РПП при R_0= –20 дБ и M_0=800 Гс: 1 – диэлектрическое РПП без частотной дисперсии диэлектрической проницаемости; 2 – диэлектрическое РПП с резонансной дисперсией диэлектрической проницаемости; 3 – предельное значение для диэлектрических РПП; 4 – магнитное решение типа $Б_М$; 5 – магнитное решение типа $А_М$, 6 – предельное значение для магнитных материалов

магнитной проницаемости приводит к $\mu\to1$, а не $\mu\to0$ при $f\to\infty$, поэтому здесь не зафиксировано превышения предельной широкополосности на $\pi^2/8$ над предельной широкополосностью диэлектрических РПП, как объяснено выше, см. анализ после формулы (5.50).

Широкополосные магнитные РПП. Рассмотрим, как влияют на полученные выше результаты ограничения на ВЧ магнитную проницаемость, описанные в разделе 2. Результаты, приведённые выше в этом подразделе, были получены при условии, что значение статической магнитной проницаемости ограничено, а резонансная частота может принимать любое значение. В действительности эти две величины связаны друг с другом законом Снука (2.12) или законом Аше (2.14). Это приводит ещё к одному ограничению на отношение $\Delta\lambda/d$. Учитем, что, как показано в предыдущем подразделе, при оптимальном конструировании магнитных РПП резонансная частота должна лежать вблизи ВЧ границы рабочего диапазона: $f_{м,рез}\approx f_{макс}$. Тогда можно выразить величину $\mu_{ст}$, входящую в ограничение (5.31), через частоту ФМР магнитного материала и намагниченность насыщения, а также и заменить частоту ФМР на близкую к ней верхнюю границу рабочего диапазона частот. В результате можно переписать (5.31) в виде

$$\frac{\Delta\lambda}{d}<\frac{2\pi^2}{\ln|R_0|}\left(1+\frac{2}{3}\frac{\gamma' M_0\lambda_{мин}}{c}\right) \tag{5.75}$$

(для закона Снука) или

$$\frac{\Delta\lambda}{d}=\frac{2\pi^2}{\ln|R_0|}\left(1+\frac{K_A\lambda_{мин}^2}{c^2}\right) \tag{5.76}$$

(для закона Аше), где $K_А$ − константа Аше материала РПП, выраженная в ГГц^2. Видно, что в магнитных РПП отношение ширины рабочего диапазона к толщине покрытия зависит от положения рабочего диапазона на частотной оси, резко снижаясь для РПП с более высокочастотным рабочим диапазоном. Аналогично могут быть преобразованы формулы для предельной широкополосности магнитных экранов Солсбери (5.70) и Далленбаха (5.71).

Результат применения этих уточнений приведён на рис. 5.18, показывающем значения отношения $\Delta\lambda/d$ в зависимости от максимальной рабочей частоты для различных типов РПП.

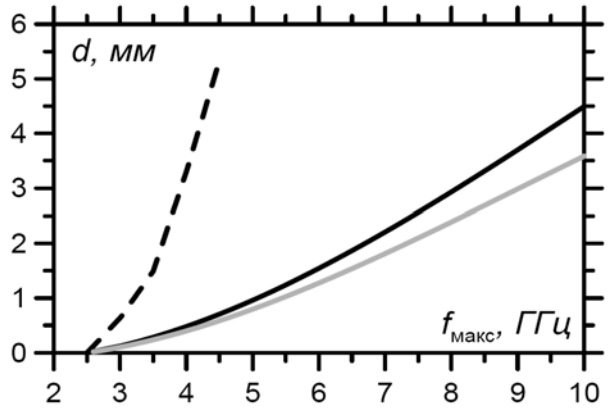


Рисунок 5.19 − Зависимость толщины однослойного магнитного РПП d от верхней рабочей частоты при фиксированных константе Аше 200 ГГц^2, уровне КО R_0= −10 дБ нижней рабочей частоте 2,5 ГГц. Черные кривые − результаты численного расчёта для двух найденных решений задачи оптимизации, серая кривая − теоретическая зависимость

Магнитную проницаемость материала считали подчиняющейся закону Снука, а намагниченность насыщения материала составляет 800 Гс (магнитная индукция 1 Тл). Видно, что в дециметровом диапазоне длин волн магнитные РПП имеют большое преимущество перед диэлектрическими; в сантиметровом диапазоне это преимущество заметно уменьшается и в миллиметровом диапазоне окончательно исчезает. Это является фундаментальным следствием свойств магнитной проницаемости, а не плохим качеством имеющихся материалов для магнитных РПП.

Интерес представляют широкополосные РПП, для которых приведённые выше простые оценки, основанные на близости частоты ФМР и ВЧ границы рабочего диапазона, имеют невысокую точность. Ниже приведены результаты численной оптимизации широкополосных однослойных магнитных РПП на магнитном материале с лоренцевой частотной дисперсией магнитной проницаемости при условии, что статическая магнитная проницаемость и частота ФМР связаны друг с другом законом Аше. Результаты приведены в зависимости от ВЧ границы рабочего диапазона, $\lambda_{мин}$, при фиксированных значениях $\lambda_{мин}$=2,5 ГГц и R_0= –10 дБ.

При расчёте константа Аше материала РПП была ограничена сверху значением 200 ГГц^2, типичным для магнитных КМ с ферромагнитными наполнителями. Кроме того, было учтено ограничение, связанное с величиной диэлектрической проницаемости КМ. Как показано в разделе 3, в КМ, содержащих проводящие ФМ включения, диэлектрическая проницаемость КМ не зависит от частоты и её значение может существенно превышать значение статической магнитной проницаемости. Отношение статических значений диэлектрической и магнитной проницаемости не может быть меньше, чем диэлектрическая проницаемость матрицы КМ, т.е., 2,0 и выше для полимерных матриц. Это отношение может быть ещё выше за счёт коллективных эффектов в КМ. Поэтому при расчёте указанное отношение было ограничено снизу значением 2,5. Диэлектрические потери в материале считались пренебрежимо малыми.

Результаты расчёта показаны на рис. 5.19. Серой линией показана зависимость, соответствующая формуле (5.31), сплошной и пунктирной черными линиями − два найденных локальных оптимума характеристик магнитных РПП. Оба найденных оптимума соответствуют частотной зависимости КО, имеющей два минимума в пределах рабочего диапазона. Отличие найденных оптимумов от трёх решений задачи оптимизации для узкополосных РПП, обсуждённых выше, состоит в том, что первые два из этих трёх решений в широкополосном случае сливаются.

В отличие от диэлектрических РПП, для магнитных РПП оптимальная частотная зависимость КО несимметрична. Симметрию частотной зависимости диэлектрических РПП можно связать с эквивалентностью минимумов КО, связанных с интерференцией волн на толщине слоя и с резонансом диэлектрической проницаемости. Соответственно, асимметрия оптимальной частотной зависимости в магнитном случае связана с неэквивалентностью таких минимумов КО. Два найденных оптимума широкополосной задачи различаются порядком следования этих минимумов: в решении, обозначенном пунктиром на рис. 5.19, за НЧ полосу поглощения отвечает интерференция, а за ВЧ − магнитное поглощение; в решении, обозначенном сплошной линией − наоборот. Видно, что второй вариант позволяет добиться значительно большей широкополосности при одинаковой толщине РПП. Недостатком первого варианта является то, что на ВЧ границе рабочего диапазона магнитная проницаемость падает и ширина связанного с ней минимума мала.

Сравнение результата для второго варианта с теоретической зависимостью (5.31) показывает, что различие между ними, возникающее из-за учёта конечности величины диэлектрической проницаемости, невелико. Это различие, однако, начинает играть значительную роль при дальнейшем расширении рабочего диапазона: при $f_{макс}$>10 ГГц вообще не удаётся получить схему РПП с КО ниже −10 дБ в пределах рабочего диапазона. Причиной является высокие значения КО в антирезонансе частотной зависимости КО, что связано со слишком высокими значениями диэлектрической проницаемости.

Полученные данные показывают, что для широкополосных РПП схемы, использующие магнитные материалы, позволяют получить преимущество в отношении $\Delta\lambda/d$ по сравнению с чисто диэлектрическими материалами. Однако это преимущество не слишком велико: при $f_{макс}$=10 ГГц схема РПП, КО которой показан на рис. 5.19 сплошной линией, допускает расширение рабочего диапазона в 2,5 раза по сравнению с чисто диэлектрическим РПП, имеющим ту же толщину и характеризующимся двумя минимумами КО в пределах рабочего диапазона.

Был также проведен ряд расчётов для двухслойных РПП с указанными в этом пункте ограничениями. Эти расчёты не выявили заметного выигрыша от разбиения материала РПП на два слоя. Двухслойный материал хотя и допускает расширение диапазона, в т.ч., увеличение относительной широкополосности, но требует значительного различия в параметрах слоёв. Поэтому магнитные свойства материала не могут быть использованы полностью, что, в свою очередь, сужает рабочий диапазон.

Проведённые выше оценки используют в качестве характеристики положения магнитного спектра частоту ФМР. В практических материалах неоднородность их магнитной и кристаллической структуры приводит к тому, что ФМР сильно размыт и частота максимума магнитных потерь смещается в НЧ область. Например, из литературных данных по СВЧ магнитной проницаемости СВЧ ферритов, см. поразделе 3.4, следует, что при частоте ФМР порядка 4 ГГц они имеют частоту магнитной релаксации порядка 1 ГГц, поэтому частота максимума магнитных потерь практически совпадает с частотой релаксации. Поэтому полу-

чаемое на практике значение статической магнитной проницаемости снижается по сравнению с приведёнными выше оценками.

Таким образом, использовать дисперсию магнитной проницаемости для улучшения широкополосности практических РПП сложно из-за ограничений на добротность ФМР в реальных магнитных материалах. Поэтому однослойный интерференционный экран теряет свои преимущества в широкополосности перед магнитных экраном, и последний становится наиболее перспективной схемой РПП вследствие преимуществ, отмеченных выше. Расширение рабочего диапазона в интерференционных экранах может быть достигнуто при разбиении РПП на несколько слоёв с сильно различающимися значениями материальных параметров.

Отметим ещё, что при рассмотрении КМ с проводящими магнитными включениями необходимо учитывать скинирование на включениях. Влияние скинирования приводит к тому, что максимум магнитных потерь располагается не на частоте ФМР, а на частотах, где размер включений (для сферических частиц – диаметр частицы, для пленочных – толщина) сравнивается с толщиной скин-слоя. Это ограничивает эффективность применения ФМ частиц микронного размера в сантиметровом диапазоне длин волн. Например, для карбонильного железа максимум магнитных потерь лежит вблизи частоты 2 ГГц, и дисперсионная зависимость имеет форму, близкую к дебаевской. Уменьшить влияние скинирования можно, уменьшая размер частиц, но при этом увеличивается их суммарная эффективная поверхность и, соответственно, снижается предельное наполнение включений в КМ.

5.6 Численное исследование активных радиопоглощающих покрытий[#]

Вывод неравенства (5.29) основан на применении принципа причинности к КО от поглощающего слоя. Если материал РПП может подпитываться энергией или получать управляющие сигналы извне, то он не подчиняется принципу причинности, и соотношения КК для него могут не выполняться [727]. Соответственно, у аналитического продолжения $R(\lambda)$ на комплексную плоскость могут возникать полюса в верхней полуплоскости комплексных λ [727]. В частности, если в рассматриваемой структуре присутствуют активные элементы (включения), которые подпитываются энергией от внешнего источника, то принцип причинности не выполняется и у аналитического продолжения $R(\lambda)$ на комплексную плоскость возникают полюса в верхней полуплоскости комплексных λ. Учёт этих полюсов в интеграле (5.24) производится аналогично учёту нулей. Нетрудно показать, что наличие полюсов приводит к появлению в правой части (5.24) суммы мнимых частей всех полюсов $R(\lambda)$, которые расположены в верхней полуплоскости λ, причем эта сумма входит с отрицательным знаком. Значение интеграла в (5.24) при этом увеличивается по модулю на величину, соответствующую вкладу этих полюсов. Следовательно, неравенство (5.29) может быть нарушено.

Вопросы использования управляемых и активных структур в конструкции РПП привлекают большое внимание в последнее время. Использование таких структур в качестве высокоэффективных РПП лежит в русле концепции s*mart skin* («интеллектуальных покрытий»), которая активно разрабатывается в настоящее время зарубежными исследователями. В области РПП большинство опубликованных работ использует концепцию управляемых структур, для функционирования которых необходим датчик внешней ЭМВ, сигнал с которого может быть использован для перестройки параметров управляемого слоя. Как показано ниже, использование таких схем вызывает ряд проблем.

Поэтому в исследовании, проведённом ниже, рассмотрена возможность использования для радиопоглощения активных слоёв. Показано, что оптимизация свойств таких РПП позволяет превзойти предел, установленный неравенством (5.29). В то же время, при помощи должного выбора параметров покрытия можно избежать возбуждения в нем собственных колебаний.

Возможности использования управляемых и активных сред для радиопоглощения. Ниже приведён обзор литературных данных по электродинамическим средам, для которых могут не выполняться соотношения КК, в приложении к их возможному применения для создания РПП. Часть цитируемых ниже статей не связана напрямую с проблемой поглощения ЭМВ, а рассматривает сопряжённые темы, такие как синтез перестраиваемых частотно-селективных покрытий, управляемых экранов с временной модуляцией импеданса и т. д. Однако достигнутые в этих областях результаты могут представлять интерес с точки зрения их применения при разработке РПП, что и послужило основанием для включения таких работ в настоящий обзор.

[#] Материал подраздела опубликован в статьях [61, 62]

Анализ, проводимый ниже, основан на концепции «сложных сред» [115], согласно которой поглощающий материал можно представить в виде совокупности рассеивателей, чьи свойства моделируются неким радиотехническим контуром. Тривиальным примером сложной среды является ансамбль *RCL*-контуров, образующий пассивную линейную среду [11]; частотная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости такого ансамбля имеет лоренцев вид. Рассмотрение в качестве рассеивателей более сложных схем, включающих различные электронные устройства (диоды, транзисторы, и т. д.), приводит к моделям сред, взаимодействующих с ЭМВ более сложным образом. В частности, таким путем можно добиться того, чтобы КО от границы среды превышал единицу, т. е. смоделировать активную среду.

Рассмотрим искусственную среду, состоящую из рассеивателей в виде нагруженных электрических или магнитных дипольных антенн. Систему диполь-нагрузка можно представить в виде эквивалентного контура и рассматривать элементарный рассеиватель как искусственную электрическую или магнитную «молекулу», описываемую эквивалентной поляризацией. Далее, если характерный размер неоднородности в ансамбле диполей много меньше длины волны, эффективные материальные параметры среды могут быть найдены при помощи обычной процедуры гомогенизации. Для электрических диполей среда будет обладать нетривиальной диэлектрической проницаемостью, для магнитных диполей – магнитной проницаемостью. Различные комбинации нагрузок, включая нелинейные и активные, позволяют получать сложные модели поляризуемости искусственной среды [752], в том числе активные среды. Например, в [114] рассмотрена сложная среда из диполей, которые нагружены на операционный усилитель, инвертирующий принимаемый сигнал. В [653] предложен метод расчёта эффективных свойств таких структур; показано, что, в принципе, в таких структурах может быть получен произвольный вид частотной дисперсии диэлектрической проницаемости в ограниченном частотном диапазоне. Сравнение характеристик рассеяния волны на пассивных и активных частицах было проведено численными методами в [105]. В [653] отмечено, что на практике реализовать активные структуры непросто, в основном, из-за характерной для них потенциальной нестабильности.

Рассмотрим управляемые материалы, положение рабочего диапазона которых зависит от значения некоторого управляющего параметра. Дополняя структуру антенной, принимающей радиолокационный сигнал, и частотным дискриминатором, преобразующим частоту падающей волны в управляющий сигнал, можно получить РПП, рабочая частота которого подстраивается под частоту падающей волны. Такое РПП является широкополосным для монохроматической ЭМВ, несмотря на узкополосность его амплитудно-частотной характеристики при каждом значении управляющего сигнала.

Для практической реализации управляемых РПП могут быть использованы любые элементы, обеспечивающие изменение параметров материала. Разные авторы предлагали также методы управления диэлектрической проницаемостью слоя с использованием пористой матрицы, заполняемой жидкостью с высокой диэлектрической проницаемостью [172], сегнетоэлектрических эффектов [499, 698] или фотоэлектрических эффектов в полупроводниках [580] и много-

слойных полупроводниковых структурах [380], изменения отражения от материала в инфракрасном диапазоне от поглощения до полного отражения при изменении температуры покрытия за счёт температурного перехода диэлектрик-металл в VO_2 при температурах порядка 70ºС [344], изменения магнитной проницаемости гексагонального феррита небольшими магнитными полями в присутствии сильного электрического поля (экспериментально получено изменение магнитной проницаемости на 16% при величинах магнитного поля 40 Э и электрического поля 6 кВ/см) [200], изменение эффективных электродинамических свойств решёток ЛАМСО при приложении внешнего магнитного поля или механического напряжения [455, 559, 622] и др.

В ряде работ предложены схемы, в которых изменение электродинамических параметров материалов достигается механическим перемещением их частей друг относительно друга. Например, в [606] рассмотрено перестраиваемое РПП на основе высокоимпедансной поверхности (решётки квадратных элементов из меди), в которой задняя металлическая пластина механически отодвигается в диапазоне расстояний 0–2,5 мм, обеспечивая перестройку рабочей частоты поглотителя в диапазоне 3,7–5,5 ГГц. В [602] рассмотрена система двух решёток из квадратных проводящих элементов, прижатых друг к другу через диэлектрическую прослойку. Продольное смещение решёток друг относительно друга изменяет их взаимную индуктивность и изменяет эффективную диэлектрическую проницаемость структуры. В статье предложено использовать такие ячейки, в которых величина сдвига между решётками изменяется вдоль одной из осей, для создания отражателей с управляемым направлением отражения падающей ЭМВ.

Но всё же при рассмотрении перестраиваемых материалов предпочтение, как правило, отдаётся сосредоточенным пин-диодам в силу их малого веса и простоты управления. Пин-диоды могут быть использованы в качестве переменной ёмкости или отрицательного сопротивления в зависимости от полярности приложенного к ним напряжения и работоспособны вплоть до миллиметрового диапазона длин волн. Использование пин-диодов рассматривается в применении к конструкциям управляемых частотно-селективных поверхностей [107, 195], перестраиваемых метаматериалов [268, 596], частота резонанса которых зависит от внешнего управляющего напряжения, и антенных решёток с электронным сканированием луча. Например, в [401] описана конструкция отражателя антенны с электронным сканированием и рабочей частотой 93 ГГц, реализованная на основе двух проводящих решёток, в разрывы которых включены варакторы – диоды, ёмкость которых зависит от величины запирающего напряжения.

Например, в [613] экспериментально исследованы электродинамические свойства системы из двух частотно-селективных решёток с включёнными в них пин-диодами. Эксперимент, проведённый в диапазоне частот от 2 до 3,7 ГГц с использованием волноводного макета и кремниевых диодов, позволил продемонстрировать переключение от полного отражения ЭМВ системой к полному пропусканию, а также случай, когда система является поглощающей. Поглощение энергии падающей волны приписано собственному сопротивлению диода. Проведены измерения импеданса элемента, показавшие отрицательную действительную часть импеданса; зависимость импеданса от приложенного напряжения имеет резонансный характер.

Теоретическое рассмотрение поверхности с управляемыми отражательными свойствами было впервые проведено достаточно давно. В [467] рассмотрена возможность снижения отражения от плоской проводящей поверхности с применением запертого кремниевого *p-n* перехода большой площади. Практическая реализация таких структур, рассчитанных на диапазон длин волн 3 см и построенных на основе сосредоточенных элементов, описана в [107] (волноводный макет слоя с изменяемым положением КП на основе варакторов) и [217] (многослойные образцы для измерения в свободном пространстве на основе варакторов и пин-диодов). Реально полученные схемы обладали сравнительно малым диапазоном перестройки при достаточно большой толщине. Из анализа приведённых в указанных работах данных следует, что разработанные к настоящему времени управляемые РПП на варакторах не могут составить конкуренцию традиционным поглотителям.

Позднее в [434] было экспериментально исследовано РПП на основе проводящих решёток, в разрывы которых включены пин-диоды. Измерения проводили квазиоптическим методом при помещении решётки на заданном расстоянии от металлической подложки. При изменении питающего напряжения на диодах от 0 до 0,6 В резонансная частота структуры изменяется от 3 до 4 ГГц. Если считать, что управляющий сигнал может отслеживать частоту падающей ЭМВ, то окажется, что рабочий диапазон полученного РПП расширен с 0,5 ГГц (для случая без управления) до 1,5 ГГц по уровню КО 7,5 дБ. Относительная ширина полосы оказывается равной 40% (относительно центральной частоты рабочего диапазона, 3,5 ГГц).

Ещё одним вариантом конструкции перестраиваемых РПП являются покрытия на основе метаматериалов. Здесь полоса поглощения определяется не интерференционным резонансом, как в решётке проводов, в разрывы которых включены диоды, а резонансом разрезанных резонаторов, закороченных диодами. Изменение ёмкости диодов изменяет резонансную частоту резонаторов [558]. В [712], наоборот, диоды были встроены в разрывы длинных проводов, определяющих отрицательную диэлектрическую проницаемость в метаматериале.

Альтернативным вариантом создания РПП с управляемыми свойствами является использование экрана Солсбери, где роль рабочего слоя играет тонкий слой с изменяющейся проводимостью [187]. Такой слой может включать в себя пин-диоды, сопротивление которых изменяется в достаточно широких пределах при прохождении по ним постоянного тока. Впервые экспериментальный макет радиопоглощающей схемы, в котором слой с переменным сопротивлением был сформирован параллельными рядами последовательно включенных пин-диодов, был продемонстрирован в [225]. В простом экране Солсбери сопротивление рабочего слоя определяет глубину минимума КО и должно поддерживаться оптимальным. Поэтому управление сопротивлением этого слоя может быть применено только для переключения РПП из рабочего положения (с малым КО) в нерабочее (с КО порядка единицы), например, для того, чтобы скрыть меры, предпринятые для снижения эффективной поверхности рассеяния объекта в то время, когда он не используется в боевых условиях [640]. Слои с управляемой проводимостью могут быть реализованы также, например, на основе КМ с полимерными электролитами [130].

При наличии в РПП двух и более рабочих слоёв (экран Яуманна) ситуация изменяется. Сопротивление обоих проводящих слоёв может изменяться независимо. В этом случае, изменяя сопротивление одного из слоёв, можно создавать глубокий минимум КО и перемещать его в относительно широком диапазоне частот. Например, в [640] выполнено экспериментальное исследование экрана Яуманна с двумя рабочими слоями; внутренний слой включает в себя пин-диоды. При бесконечной проводимости внутреннего слоя положение минимума КО связано с толщиной внешней диэлектрической прослойки; при нулевой проводимости положение этого минимума определяется суммарной толщиной обеих прослоек, т. е., минимум расположен на более низких частотах. При промежуточных значениях проводимости минимум отражения занимает некоторое промежуточное положение. Показано, что такая конфигурация позволяет получать глубокий минимум КО (не хуже минус 20 дБ) на заданной частоте в пределах диапазона частот 5…15 ГГц. Толщина РПП в работе не приведена.

Изменение проводимости внешнего слоя используется для оптимизации глубины интерференционного минимума КО. Теоретический анализ такой схемы РПП проведен в [190]. Рассмотренная в статье структура эффективна в широком диапазоне частот, от 7 до 16 ГГц.

Аналогичный результат получается, если частотный диапазон экрана Солсбери с одним рабочим слоем расширен за счёт резонансных свойств частотно-селективного слоя. Если схема, задающая ток через решётку пин-диодов, оснащена датчиком падающей ЭМВ и частотным дискриминатором, то она может позволить подстраивать положение минимума КО под частоту падающей волны (при условии, что внешнее облучение ведется только на одной частоте). В качестве частотного дискриминатора может быть использован, например, перестраиваемый резонатор, расположенный позади защищаемой металлической поверхности и снабжённый соответствующей петлёй связи [639]. При измерении КО такой структуры при помощи сканирования по частоте, интегральное поглощение превзойдет предел, установленный (5.20). В [740] предложено создавать слои с изменяемым сопротивлением, применяя вместо решётки пин-диодов проводящие полимеры, например, полиэтилендиокситиофен, проводимость которых изменяется при приложении внешнего постоянного напряжения величиной несколько вольт.

Ещё один подход к созданию сверхширокополосных РПП предполагает использование материалов, для которых возможно ВЧ изменение параметров при помощи внешних воздействий. Такие материалы представляют собой управляемые структуры, свойства которых модулированы во времени. Показано [670], что проводящий слой с модулированной проводимостью может иметь малый КО на частотах, много меньших частоты модуляции.

Теория рассеяния ЭМВ на дифракционных управляемых покрытиях и структурах достаточно хорошо разработана в применении к проблеме создания антенн с электронным сканированием луча. Если частота перестройки (амплитудно-фазовой модуляции) намного меньше частоты падающего поля и частоты релаксационных процессов, происходящих в управляемых элементах, то можно использовать квазистационарный метод [39, 56], полагая параметры управляемых элементов зависящими от времени как от параметра. Такой подход

широко применяется в сочетании с постановкой импедансных граничных условий на поверхности управляемых структур [42].

В [5] теоретически рассмотрена возможность создания активного РПП в виде слоя с временной модуляцией параметров. Модуляция должна проводиться по специальному алгоритму; при этом алгоритм не требует измерений волнового поля, что означает устранение традиционной для активных систем проблемы самовозбуждения. При работе управляемого слоя падающая ЭМВ преобразуется в волны значительно более ВЧ диапазона, для которых материал покрытия предполагается поглощающим. Поглощающий слой может быть сколь угодно тонок по отношению к длине волны, обеспечивая при этом эффективное поглощение в широкой полосе частот, начиная с нулевой частоты; ВЧ граница рабочего диапазона частот ограничена только инерционностью операций управления параметрами. Рассмотрение проведено на примере акустических неотражающих покрытий, но в силу общности с соответствующей электродинамической задачей [14, 87] результаты легко переносятся на случай РПП.

Свойства РПП на основе материалов с временной модуляцией параметров рассмотрены в [188], где проанализированы отражающие свойства покрытия Солсбери с модулированным во времени электрическим сопротивлением проводящего слоя. Показано, что свойства модулированного РПП, в котором сопротивление резистивного слоя переключается за период модуляции из положения «выкл» (бесконечность) в положение «вкл» (ноль), аналогичны свойствам обычного экрана Солсбери. Отражающие свойства модулированного РПП могут быть охарактеризованы усреднённым во времени, «кажущимся» КО, а электрическое сопротивление управляемого слоя – эффективным значением

$$r_{\text{экв}} = 377\,\frac{\left(1 - t_{\text{вкл}}/t_0\right)}{\left(t_{\text{вкл}}/t_0\right)}\ \text{Ом}\,, \tag{5.77}$$

где $t_{\text{вкл}}$– часть периода модуляции t_0, в течение которой управляемый слой находится во включенном состоянии. Величиной минимального КО (глубиной нуля амплитудно-частотной характеристики) и шириной эффективного диапазона РПП можно управлять, изменяя отношение $t_{\text{вкл}}/t_0$. Рассмотрение РПП с параметрическим изменением параметров проведено в [193]. Здесь использован экран Солсбери, эквивалентная ёмкость рабочего слоя которого параметрически переключается между двумя значениями, $r_{\text{вкл}}$ и $r_{\text{выкл}}$, причем частота переключения много выше частоты падающей ЭМВ. Известно, что если $r_{\text{вкл}}r_{\text{выкл}}=Z_0^2$, где Z_0=377 Ом – импеданс свободного пространства, то КО от такого экрана Солсбери равен нулю. Падающая ЭМВ при этом не поглощается, а переотражается на частоте модуляции параметров слоя. Аналогично, при должном выборе значений ёмкости, между которыми происходит переключение, будет обеспечено положение пучности электрического поля, отражённого от задней металлической пластины, в месте расположения слоя для рабочей частоты покрытия. Рабочая частота определяется встроенным дискриминатором частоты при детектировании наличия падающей ЭМВ.

Одним из практически реализуемых методов создания такого РПП является управление эффективной проводимостью модулированных слоёв при помощи изменения параметров моду-

ляции [188], что меняет частоту, на которой КО минимален. Согласно расчётам [189, 190], наибольшая эффективность управляемых РПП достигнута при сочетании в одной структуре слоёв с изменяемой проводимостью и диэлектрической проницаемостью. Отметим, что практическая реализация временной модуляции параметров слоя, с частотами, много большими несущей частоты СВЧ диапазона, в настоящее время проблематична. Соответственно, экспериментальные работы в этой области до настоящего времени не известны.

В [189, 190] также рассмотрены вопросы осуществления обратной связи для подстройки рабочего диапазона РПП под частоту падающей волны. Для структур, содержащих перестраиваемые элементы и обратную связь по максимальной концентрации поля внутри покрытия, предложен специальный термин – *DARAM* (*dynamically adaptive radar absorber materials* – динамически перестраиваемые радиопоглотители). Для создания обратной связи абсолютно отражающая задняя поверхность РПП может быть заменена экраном, частично проницаемым для ЭМВ. Если при этом амплитуда прошедшего через задний экран принимаемого сигнала определяется частотой падающей волны, то появляется возможность динамического управления частотным откликом РПП. В случае управляемого экрана Солсбери это достигается внедрением управляемого слоя в объём между передним резистивным слоем и частично проницаемым задним экраном. Частота минимального отражения РПП настраивается путем минимизации амплитуды сигнала, прошедшего через задний экран. Аналогичная схема управления рассмотрена также в [65].

Для экрана Яуманна, нулевая частота поглотителя настраивается не по минимуму, а по максимуму прошедшего через структуру сигнала. Рассчитанный радиопоглотитель эффективен в диапазоне частот от 4 до 11 ГГц. Такая схема имеет существенно более высокую точность настройки минимума поглощения на частоту падающей ЭМВ, чем структура, основанная только на управляемых проводящих слоях. Отметим также, что осуществление обратной связи так, как это предложено в [189, 190], позволяет оптимальным образом настраивать параметры РПП не только при изменении частоты, но и при изменении угла падения, при условии широкой диаграммы направленности датчиков цепи обратной связи.

Рассмотрим теперь сложные среды с активными включениями. Под активными включениями будем понимать дипольные рассеиватели с нагрузкой, представляющей собой усилитель, который охвачен отрицательной обратной связью. КО от слоя активных включений может превышать единицу. Отличие таких структур от управляемых РПП, рассмотренных выше, состоит в том, что обратная связь охватывает отдельные рассеиватели, а не осуществляется через дополнительную НЧ цепь, внешнюю по отношению к рассматриваемому слою и содержащую датчик внешней волны и схему управления. Поэтому активные слои, в отличие от управляемых слоёв, можно описывать в терминах эффективных материальных параметров, учитывая, что мнимая часть диэлектрической и магнитной проницаемости может быть меньше нуля.

Экспериментальному и теоретическому исследованию свойств усилительных сред на основе отражательных усилителей посвящена серия статей [19, 49, 50], где исследована пробле-

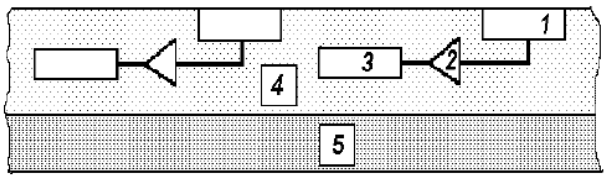


Рисунок 5.20 – Схема активной радиопоглощающей структуры: 1 – детектор; 2 – инвертор и усилитель; 3 – излучатель; 4 – покрытие; 5 – защищаемая поверхность [176]

ма синтеза активно-пассивных плоскослоистых сред (ПСС), состоящих из чередующихся активных и пассивных слоёв. В качестве пассивных слоёв рассмотрены слои диэлектрика или пассивные дипольные решётки. Усилительные слои представляли собой периодические решётки, нагруженные усилительными элементами на основе лавинно-пролетных диодов, которые характеризуются комплексной проводимостью с отрицательной действительной частью. В [49] приведены соотношения, описывающие зависимость входной проводимости активной ПСС от её конструктивных особенностей и материальных параметров составляющих структуру слоёв.

Результаты расчёта активных ПСС, обладающих отрицательной действительной частью входного импеданса и, следовательно, имеющих КО больше единицы, были экспериментально проверены в [19] с использованием волноводного макета сечением 32×16 мм^2, моделировавшего фрагмент ПСС, состоящей из пассивной и активной решёток, которые были отделены друг от друга и от металлического экрана диэлектрическими слоями. Внешняя пассивная решётка моделировалась резонансным металлическим стержнем, размещённым в центре волновода, а внутренний активный слой – стержнем диаметром 3,3 мм, в разрыв которого был включен лавинно-пролетный диод типа АА707Д. Один конец стержня был электрически изолирован от стенки волновода и использовался для подачи питания на диод, а другой конец крепился к волноводу. Диэлектрические слои имитировались воздушными зазорами. Результаты измерения амплитудно-частотных характеристик макета активной ПСС качественно согласуются с расчётными данными, что указывает на принципиальную возможность синтеза активных ПСС с заданными свойствами. С этой точки зрения, такие структуры представляют интерес в качестве варианта практического исполнения многослойного активного РПП, в котором усилительные решётки выполняли бы функции резистивных слоёв с отрицательным сопротивлением.

Примером среды с активными включениями может служить планарная структура [176], схема которой приведена на рис. 5.20. В состав структуры входят элементы, обеспечивающие приём радиолокационного сигнала, его инвертирование, усиление и переизлучение в обратном направлении, так чтобы сигнал, отражённый от поверхности объекта, компенсировался. Предполагается, что собственным, «пассивным» рассеянием ЭМВ на этих элементах можно пренебречь по сравнению с отражением от защищаемого участка поверхности. Это предположение оправдано, например, если в качестве функциональных элементов использованы малоразмерные устройства, сконструированные по микрополосковой технологии и расположенные на поверхности тонкоплёночного материала.

Работа поглощающего слоя основана на следующем принципе. Сигнал на приёмнике является результатом суммирования трёх полей: падающего поля, поля, отражённого от поверхности объекта, и поля, генерируемого излучателем – компенсирующего сигнала. Пусть фаза

компенсирующего сигнала сдвинута ровно на π относительно сигнала, принимаемого приёмником, а коэффициент усиления усилителя достаточно велик для того, чтобы обеспечить необходимую глубину обратной связи. Тогда, если излучатель и приёмник расположены в одной плоскости, легко видеть, что результирующий сигнал, снимаемый с приёмника, близок к нулю. В работе [176] из этого сделан вывод, что рассматриваемая структура подавляет отражённый сигнал. Очевидно, что этот вывод справедлив для случая, когда приёмник имеет острую диаграмму направленности, ориентированную так, что сигнал на нем определяется только волной, отражённой от поверхности объекта, и полем, генерируемым излучателем, и не зависит от падающей ЭМВ. Требование направленности приёмника противоречит требованию его малого электрического размера. Более реалистичным является случай, когда приёмник и излучатель имеют малые по сравнению с длиной волны размеры и, следовательно, широкую диаграмму направленности. При этом структура будет обеспечивать пучность поля в своей плоскости. Интерес представляет случай, когда приёмник является магнитным диполем, и в плоскости структуры (которая может быть расположена сколь угодно близко от защищаемой металлической поверхности) будет располагаться пучность магнитного поля. В этом случае структура будет являться идеальным магнитным экраном (слоем, имеющим высокое значение мнимой части магнитной проницаемости), КО от которого равен по модулю единице, а фаза отражённой волны не инвертируется. Отражение от такого магнитного экрана может быть эффективно снижено в широком диапазоне частот наложением на него тонкого слоя с проводимостью, равной 377 Ом/□. Таким образом, исследование таких структур может привести к созданию тонких эффективных РПП.

Экспериментальное исследование активных радиопоглощающих структур было проведено в [652]. Исследование проводили, моделируя свойства активного слоя при помощи коаксиальной измерительной ячейки с помещённой в неё одиночной рассеивающей катушкой. Катушка была нагружена на схему на операционном усилителе с обратной связью. Параметры схемы были рассчитаны так, чтобы между принимаемой и переизлучаемой волнами возникал сдвиг фаз, необходимый для гашения отражённой волны без дополнительного диэлектрического слоя. Экспериментально было получено снижение КО при помощи структуры толщиной 5 мм, равное 30 дБ на частоте 30 МГц. Таким образом, толщина поглотителя составила $\lambda/600$.

Очевидна близкая аналогия радиопоглощающей структуры, предложенной в [176], с методом активного гашения радиолокационного сигнала (*active cancellation*) [365]. В этом методе зондирующий сигнал принимается сосредоточенной антенной, расположенной на защищаемом объекте, инвертируется, усиливается и переизлучается таким образом, чтобы скомпенсировать волну, отражённую от поверхности. Для этого необходимы точная пеленгация пришедшего излучения и точный выбор коэффициента усиления в зависимости от направления прихода зондирующей ЭМВ, что предполагает подробное знание диаграммы обратного рассеяния объекта. В сантиметровом диапазоне длин волн характерный масштаб изменения угловой зависимости эффективной поверхности рассеяния реальных радиолокационных целей мал, поэтому практическая реализация этого метода встречает большие трудности. Отличием методов снижения РЛЗ

объектов при помощи активных РПП, рассмотренных выше, от метода активного гашения радиолокационного сигнала является применение распределённых по всей поверхности объекта и сосредоточенных антенн в первом и втором случае, соответственно. Наличие антенны, распределённой по всей поверхности защищаемого объекта и соответствующей петли обратной связи автоматически обеспечивает гашение зеркально отражённой волны независимо от угла прихода зондирующей ЭМВ.

Поэтому другим возможным применением активных сред является создание РПП, эффективных в широком угловом диапазоне. В отличие от пассивных материалов, активные среды допускают нулевой КО от границы среды и свободного пространства во всем диапазоне углов падения и при обеих поляризациях [650]. Действительно, представив материальные параметры среды в виде тензоров, соответствующих одноосно анизотропному магнитодиэлектрическому материалу, и потребовав полного согласования электрических и магнитных параметров среды со свободным пространством, легко получить следующие соотношения между продольными $\varepsilon_{\text{норм}}$, $\mu_{\text{норм}}$ и тангенциальными $\varepsilon_{\text{п}}$, $\mu_{\text{п}}$ компонентами тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости:

$$\varepsilon_{\text{танг}}=\mu_{\text{танг}},\ \varepsilon_{\text{норм}}=\mu_{\text{норм}},\ \varepsilon_{\text{норм}}=\frac{1}{\varepsilon_{\text{танг}}},\ \mu_{\text{норм}}=\frac{1}{\mu_{\text{танг}}}. \tag{5.78}$$

Из (5.21) следует, что поперечные и продольные компоненты должны иметь противоположный знак мнимой части. Это означает, что покрытие, эффективное во всем диапазоне углов падения, не может быть реализовано на пассивном материале. В [651] предложены возможные варианты практической реализации подобных структур, основанные на применении активных диполей, однако данные об экспериментальном исследовании их свойств отсутствуют.

Теоретические и численные результаты исследований [19, 49, 50, 650, 651] получены с использованием обычных формул Френеля для плоских монохроматических волн, падающих на границу раздела двух линейных, однородных сред. Обоснованность такого подхода для расчёта КО от активной структуры вплоть до настоящего времени является дискуссионным вопросом. Проблема состоит в том, что обычное правило отбора преломлённой волны, используемое для однозначного применения формул Френеля в случае пассивных сред, для усиливающих сред оказывается неприменимым, т.к. в активных средах возможн возбуждение волн с экспоненциально растущей амплитудой и формирование потока энергии в направлении границы раздела. Кроме того, в усиливающей среде соотношения КК для коэффициентов Френеля не выполняются, а отражение плоской монохроматической ЭМВ от границы является абсолютно неустойчивым [7]. Обобщение формул Френеля на случай линейных усиливающих сред, основанное на получении единственного решения граничной задачи для импульса с передним амплитудным фронтом и предельным переходом от импульса к плоской волне, позволяет, как показано в [36], устранить возникающие противоречия. При этом экспериментально измеряемые коэффициенты Френеля, следует связывать с предельным локальным амплитудным КО импульса, однозначно определяемым принципом причинности и граничными условиями.

Метод исследования. Ниже проведена численная оптимизация двухслойных РПП, в которых один из слоёв является пассивным, а другой – активным материалом. Показано, что такая система может служить эффективным радиопоглотителем, превосходя по своим характеристикам пассивные покрытия, но сохраняя при этом устойчивость к самовозбуждению. Рассмотренные схемы РПП допускают простую техническую реализацию.

Принципиальная проблема, возникающая при попытке создания РПП с использованием активных структур, связана со склонностью таких структур к самовозбуждению и самогенерации ЭМВ. Собственное излучение материала может являться мощным демаскирующим фактором. Кроме того, при самогенерации амплитуда электромагнитных колебаний внутри материала возрастает до тех пор, пока рабочая точка не выйдет за пределы линейного участка. Это приводит к изменению параметров материала по сравнению с расчётными и, следовательно, к снижению его эффективности. Поэтому вопросы синтеза РПП, в которых используются активные элементы, необходимо рассматривать совместно с проблемой устойчивости, подобно тому, как это делается при разработке усиливающих экранов и решёток [19, 430].

Ниже предполагается, что магнитная проницаемость для обоих слоёв равна единице, а зависимость их комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' - \mathrm{i}\varepsilon''$ от частоты f соответствует дебаевскому закону частотной дисперсии:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\chi}{1 + \mathrm{i}\, f / f_{\text{рел}}} \tag{5.79}$$

где ε_∞ – оптическая диэлектрическая проницаемость материала слоя, величина $4\pi\chi$ равна разности статической и оптической проницаемостей, а $f_{\text{рел}}$ – частота релаксации. Для активного слоя а релаксационная частота могла быть отрицательна.

Дисперсионный закон (5.79) описывает, в частности, зависимость диэлектрической проницаемости от частоты для сложной среды, состоящей из нагруженных электрических диполей [116], размеры которых много меньше длины волны, а импеданс Z равен

$$Z = r + \frac{1}{2\pi \mathrm{i}\, fC} \tag{5.80}$$

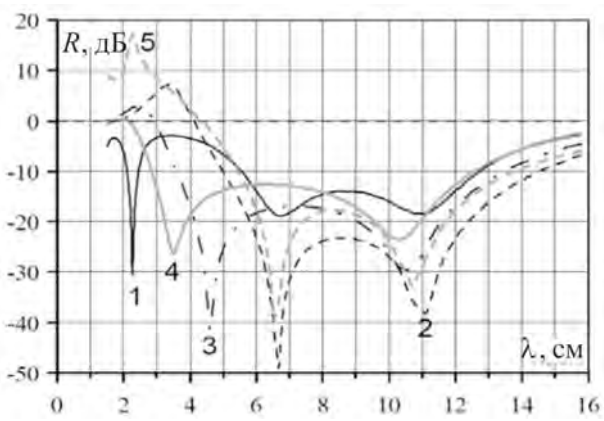


Рисунок 5.21 – Расчётные зависимости модуля КО от длины волны для двухслойного пассивного покрытия (*1*) толщиной 10 мм и двухслойных активных покрытий (*2*, *3*, *4*, *5*) толщиной 5,12 мм, с внешним усилительным слоем: *1* – диапазон 6…12 см по уровню минус 14 дБ; *2* – диапазон 6…12 см по уровню минус 23 дБ; *3* – диапазон 4…12 см по уровню минус 16,9 дБ; *4* – диапазон 3…12 см по уровню минус 12,6 дБ; *5* – диапазон 6…12 см по уровню минус 17,7 дБ

Таблица 5.1 – Параметры слоёв, входящих в рассчитанные схемы РПП

№ варианта	d, см		Параметры дисперсии диэлектрической проницаемости					
			ε_∞		χ		$f_{рел}$, ГГц	
	слой 1	слой 2	слой 1	слой 2	слой 1	слой 2	слой 1	слой 2
1	0,63	0,37	6,0129	1,2019	0	58,028	10000	3,493
2	0,093	0,419	16,641	13,566	158,89	133,24	–1,3701	1,1673
3	0,049	0,463	19,255	7,8923	194,88	78,432	–1,6284	1,4554
4	0,044	0,468	16,434	6,1612	136,62	54,123	–2,0653	1,8688
5	0,093	0,419	1,70	18,664	116,71	163,87	–2,1989	0,8218

где C – эквивалентная ёмкость диполя, r – сопротивление нагрузки. Пренебрегая взаимодействием между диполями, легко получить, что для такой среды восприимчивость χ пропорциональна ёмкости C, а частота релаксации $f_{рел}$ обратно пропорциональна произведению rC. Если диполи нагружены на активные устройства, например, на полупроводниковые диоды, характеризующиеся отрицательным дифференциальным сопротивлением $r<0$, то $f_{рел}$ и ε'' принимают отрицательные значения и среда становится усиливающей (активной).

При численной оптимизации свойств РПП параметры ε_∞, $4\pi\chi$ и $f_{рел}$, описывающие частотную дисперсию диэлектрической проницаемости, а также толщины слоёв варьировались до получения наименьшего возможного значения целевой функции. Был применен алгоритм оптимизации, описанный в подразделе 5.4, с тем отличием, что целью оптимизации являлось достижение возможно более низкого значения R_0 при заданной суммарной толщине покрытия d.

Всего было рассмотрено четыре варианта активных покрытий, различающихся диапазоном $\Delta\lambda$ и уровнем эффективности R_0. Параметры активных покрытий, полученные в результате оптимизации, указаны в табл. 5.1 под номерами *2…5*. Номером *1* обозначен результат оптимизации пассивного РПП, который приведён в качестве примера двухслойного поглотителя с дебаевским типом дисперсии диэлектрической проницаемости поглощающих слоёв. Рассчитанные частотные зависимости КО для всех вариантов РПП показаны на рис. 5.21. На рис. 5.22 приведены зависимости диэлектрической проницаемости от λ, соответствующие вариантам *2…5*.

Из рис. 5.21 видно, что наличие в структуре РПП усиливающего слоя приводит к значительному увеличению широкополосности по сравнению с пассивными покрытиями. В табл. 5.2 приведены числовые характеристики широкополосности для каждого из рассчитанных вариантов РПП, а именно значения d, $\Delta\lambda$ и R_0, использованные при постановке задачи оптимизации, а также величины

$$K_1 = \left| \int_0^\infty \ln R(\lambda) d\lambda \right| \Big/ \left(2\pi^2 d\right) \tag{5.81}$$

и

$$K_2 = \left|\ln R_0\right| \Delta\lambda \Big/ \left(2\pi^2 d\right) \tag{5.82}$$

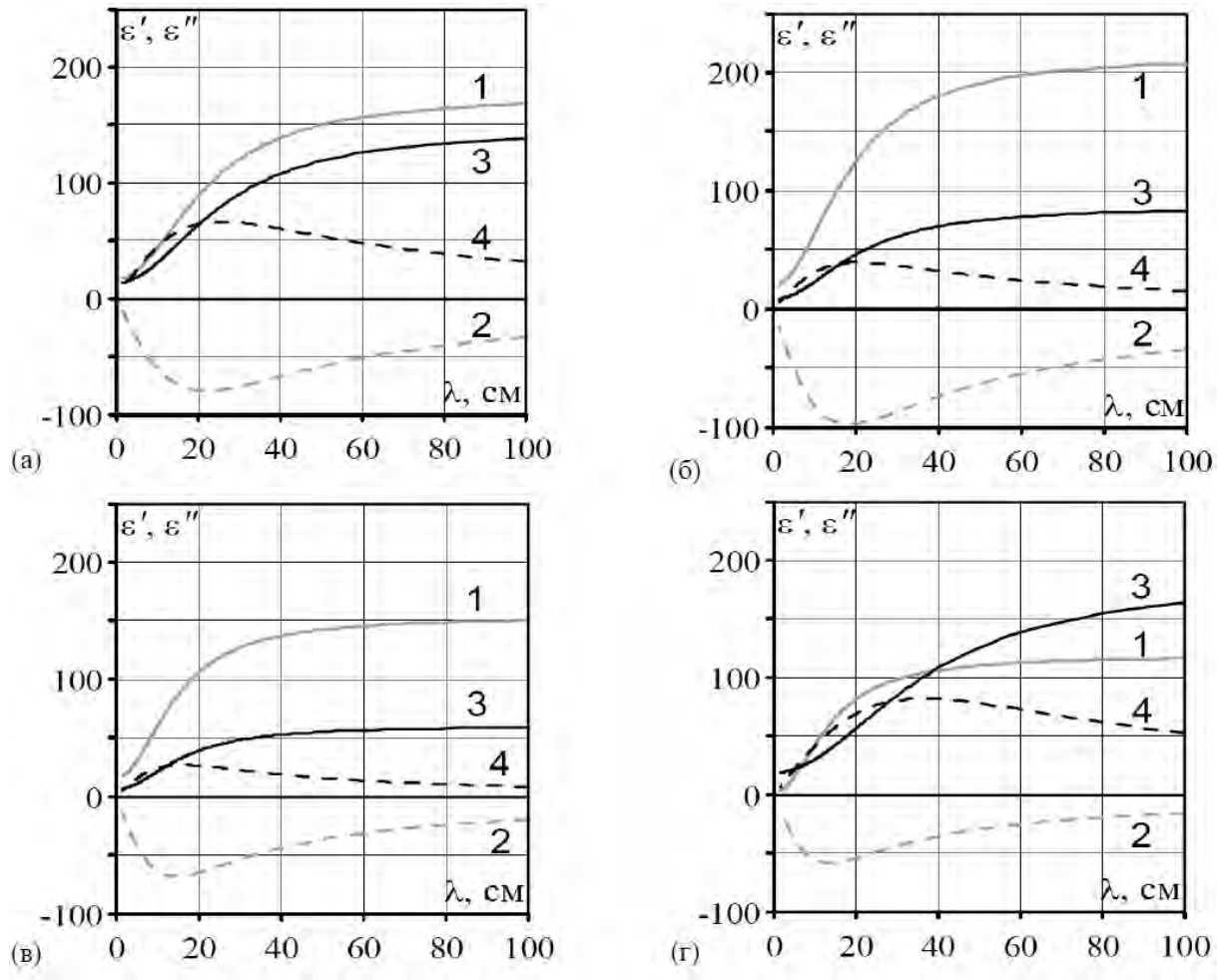


Рисунок 5.22 – Зависимость комплексной диэлектрической проницаемости усиливающего и поглощающего слоёв от частоты для рассчитанных вариантов двухслойного активного РПП; номера вариантов указаны на графиках. Кривые *1* и *2* – ε' и ε'' внешнего усиливающего слоя; кривые *3* и *4* – ε' и ε'' внутреннего поглощающего слоя; (*а*) – рассчитанный вариант *2*; (*б*) – вариант *3*; (*в*) – вариант *4*; (*г*) – вариант *5*

характеризующие выполнение неравенств (5.25) и (5.30), соответственно. Заметим, что в знаменателе (5.81), соответствующем правой части (5.25), опущена сумма нулей КО, которая равна нулю в оптимизированных схемах РПП, см. подраздел 5.2.

Для пассивного материала (вариант *1*) K_1=1, что соответствует выполнению соотношений КК. При этом K_2<1, и неравенство (5.30) выполнено. Для всех рассчитанных активных схем K_1>1 и K_2>1, что свидетельствует, соответственно, о невыполнении соотношений КК и превышении предельных характеристик РПП, задаваемых неравенством (5.30). Таким образом, все рассчитанные варианты активных РПП позволяют преодолеть ограничение на широкополосность, установленное (5.30).

Отметим, что неравенство (5.30) следует из (5.25) только в предположении $|R|\le 1$. Поэтому, кроме перехода полюсов КО в верхнюю полуплоскость комплексных длин волн, вклад в превышение величины K_2 над единицей вносит также наличие частотных диапазонов, в которых $|R|>1$. Присутствие таких диапазонов для рассчитанных частотных зависимостей КО активных РПП видно из рис. 5.21. Это может ограничивать применение активных РПП. Однако области

Таблица 5.2 – Характеристики широкополосности рассчитанных схем РПП

№ варианта	d, см	R_0, дБ	$\Delta\lambda$, см	K_1	K_2
1	1,0	–14	6	1,0	0,49
2	0,512	–23	6	3,0037	1,57
3	0,512	–16,9	8	2,6725	1,54
4	0,512	–12,6	9	2,1840	1,29
5	0,512	–17,7	6	2,1487	1,21

частот, в которых КО больше единицы, расположены выше рабочего диапазона частот, т. е., в диапазоне, где свойства материалов неактуальны для практических задач. Кроме того, расчётные результаты получены в пренебрежении частотной зависимостью отрицательного сопротивления, наличие которой может привести к снижению КО на высоких частотах.

Исследование устойчивости активных радиопоглощающих покрытий. Отрицательность мнимой части диэлектрической проницаемости активного слоя (см. рис. 5.22) означает, что в структуре, включающей этот слой, выделяется энергия и, следовательно, она является потенциально нестабильной. Как показано выше, исследование устойчивости активных структур представляет собой самостоятельную задачу, которая должна решаться отдельно, для каждого конкретного случая и непосредственно связана с возможностью реализации на подобных структурах заданных радиофизических характеристик.

Частоты, на которых возможно самовозбуждение системы, соответствуют полюсам КО, расположенным в верхней полуплоскости комплексных длин волн или, что то же самое, лежащим в нижней полуплоскости частот корням уравнения

$$Z_{\text{вх}}(f)+1=0 \tag{5.83}$$

где $Z_{\text{вх}}$ – входной импеданс активной структуры. При этом самовозбуждение не возникает, если действительные части всех таких корней равны нулю. Появление в нижней полуплоскости частот корней с действительной частью, отличной от нуля, свидетельствует о наличии свободных колебаний и является признаком неустойчивости структуры.

Для нахождения общего числа корней (5.83), лежащих в нижней полуплоскости комплексных частот, был применен метод D-разбиений комплексной плоскости параметра $f_{\text{рел}}$ внешнего активного слоя [41]. Применительно к рассматриваемой задаче, суть метода заключается в следующем. Рассмотрим (5.83) как уравнение относительно частоты релаксации активного слоя $f_{\text{рел}}$, считая $f_{\text{рел}}$ комплексной величиной, $f_{\text{рел}} = f_{\text{рел}}' + \text{i}f_{\text{рел}}''$, а частоту f – параметром. При изменении частоты от $-\infty$ до $+\infty$ решения (5.83) образуют кривую L_Z на плоскости $f_{\text{рел}}$. Если в плоскости комплексных частот $f = f' + \text{i}f''$ двигаться вдоль оси f' от $-\infty$ к $+\infty$, то для устойчивости все корни уравнения (5.83) должны лежать слева. Аналогично, при соответствующем движении точки в плоскости f_1 вдоль границы L_Z можно отштриховать L_Z тоже слева, как показано на рис. 5.23. Всякое пересечение границы L_Z с отштрихованной стороны на неотштрихованную в

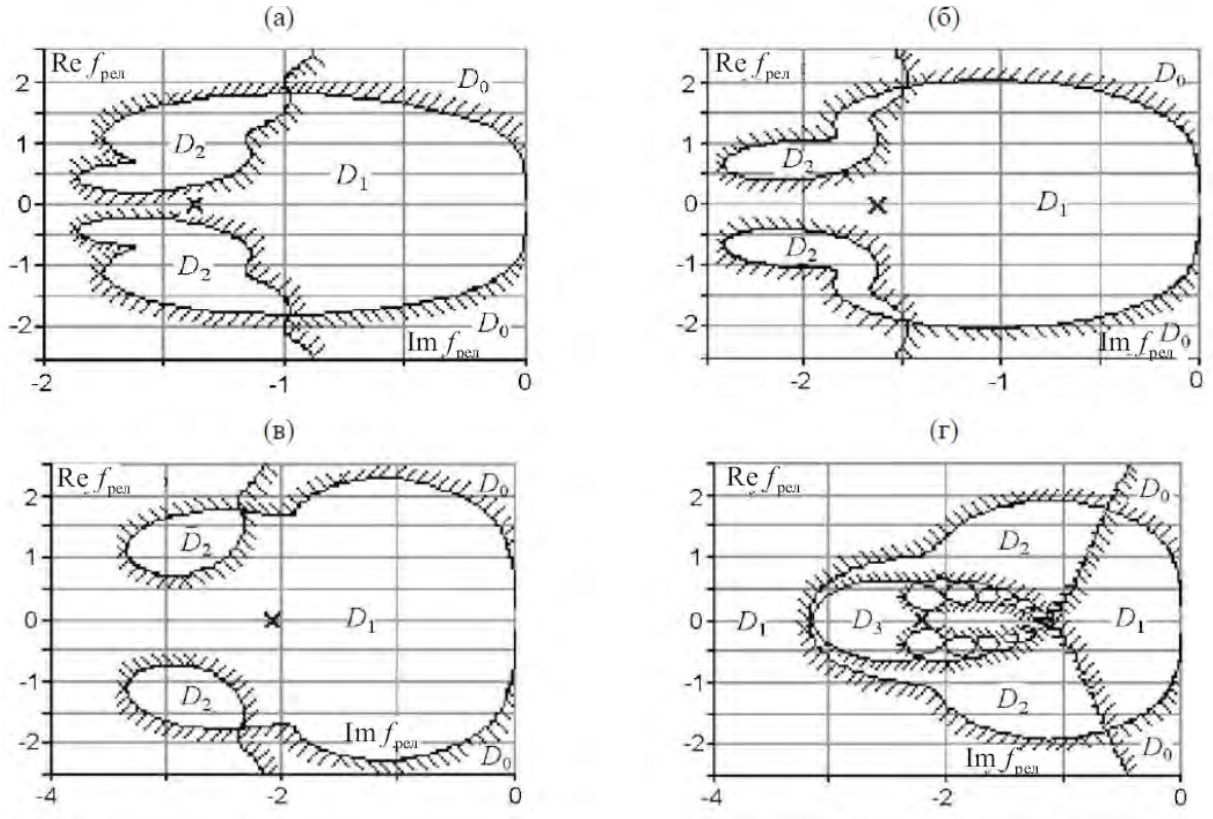


Рисунок 5.23 – *D*-разбиения комплексной плоскости параметра $f_{рел}$, выполненные для расчётных схем РПП. (*а*) – рассчитанный вариант *2*; (*б*) – вариант *3*; (*в*) – вариант *4*; (*г*) – вариант *5*. Знаком × отмечены отрицательные релаксационные частоты, соответствующие данным схемам

плоскости $f_{рел}$ соответствует переходу одного корня в плоскости f из верхней полуплоскости в нижнюю. Подсчёт числа таких переходов позволяет в плоскости $f_{рел}$ выделить области D_j, содержащие различное количество (j = 0, 1, 2, …) корней уравнения (5.83); отсутствию корней в нижней полуплоскости (j = 0) соответствует область, содержащая действительную ось $f_{рел}'$.

Рисунок 5.23 иллюстрируют *D*-разбиение плоскости $f_{рел}$, выполненное для вариантов №№ *2…5*. Номер j области D_j, которой принадлежит $f_{рел}$ расчётной схемы, соответствует числу полюсов функции $R(\lambda)$, принадлежащих верхней полуплоскости комплексных длин волн. Для вариантов *2*, *3*, *4* функция $R(\lambda)$ имеет один полюс, для варианта *5* имеется три таких полюса.

Поиск полюсов $R(\lambda)$ для схем РПП был проведен численными методами. Найденные полюса приведены в табл. 5.3. Для вариантов *2…4*, имеющих единственный полюс, его действительная часть равна нулю. Это свидетельствует об отсутствии свободных колебаний и является признаком устойчивости схем. Напротив, вариант *5*, приведённый в качестве примера неустойчивой схемы, отличается тем, что функция $R(\lambda)$ имеет полюса в верхней полуплоскости комплексных λ, причем действительные части этих полюсов отличны от нуля.

Обсуждение. Таким образом, выше численно исследована широкополосность РПП на основе активных материалов. Рассмотрены двухслойные покрытия, состоящие из активного внешнего и поглощающего внутреннего слоя. Активный слой может быть создан при равномерном распределении в его объёме активных диполей. Их вклад в эффективную диэлектрическую

Таблица 5.3 – Полюса функции $R(\lambda)$, лежащие в верхней полуплоскости комплексных длин волн, для рассчитанных схем РПП

№ варианта	Параметр $f_{рел}$, ГГц	№ D-области	Полюса функции $R(\lambda)$, см
2	–1,3701	1	0 + i 11,4704
3	–1,6284	1	0 + i 10,5048
4	–2,0653	1	0 + i 8,86816
5	–2,1989	3	0 + i 0,37353 ± 0,16056 + i 0,02975 ± 2,96326 + i 1,85648

проницаемость слоя был учтён с применением эквивалентной *RC*-схемы, в которой сопротивление диполей считалось отрицательным и не зависящим от частоты. Показано, что оптимальный выбор параметров материала позволяет преодолеть предел, установленный неравенством (5.31) для пассивных диэлектрических РПП.

Для всех рассчитанных активных покрытий, различающихся диапазоном и уровнем КО, нарушается принцип причинности, о чем свидетельствует появление в верхней полуплоскости комплексных длин волн полюсов аналитического продолжения функции $R(\lambda)$. Количественно это отражается на величине интеграла от КО по всем действительным длинам волн: его значение увеличивается по модулю на величину, пропорциональную сумме мнимых частей полюсов, расположенных в верхней полуплоскости λ. Как следствие, для всех рассчитанных схем не выполняется неравенство (5.30), ограничивающее широкополосность пассивных РПП.

Наличие в структуре РПП и пассивного, и активного слоёв существенно для получения высокой эффективности радиопоглощения. При наличии только пассивного слоя выполнено неравенство (5.30) и широкополосность покрытия ограничена. При наличии только активного слоя КО превышает единицу и структура не может быть использована в качестве РПП. Физический смысл нарушения неравенства (5.30) в активных материалах состоит в том, что наличие активного слоя снижает суммарные потери энергии в РПП и, соответственно, позволяет увеличить потери в пассивной компоненте поглотителя. Согласно соотношениям КК, это, в свою очередь, приводит к усилению частотной дисперсии диэлектрической проницаемости пассивного слоя и, следовательно, к расширению рабочего диапазона частот при сохранении малой толщины РПП.

Присутствие активного элемента в поглощающей структуре делает её потенциально нестабильной, поэтому разработанные схемы были проверены на устойчивость к самовозбуждению и генерации электромагнитного излучения. Проверка на устойчивость была проведена методом *D*-разбиений комплексной плоскости параметра $f_{рел}$, полученной аналитическим продолжением частот релаксации активного слоя. Показано, что три из четырех рассмотренных вариантов активных покрытий являются устойчивыми и, следовательно, могут быть реализованы с заявленными радиотехническими характеристиками.

Заметим, что варианты *2* и *5* получены при одной и той же постановке задачи оптимизации, см. данные в табл. 5.2. Различие между ними связано с тем, что применённый алгоритм минимизации целевой функции определяет локальные минимумы и, следовательно, результат оптимизации зависит от начальных условий. При этом устойчивый вариант *2* имеет более низкий КО в пределах рабочего диапазона, чем неустойчивый вариант *5*. Таким образом, повышение эффективности активных РПП не обязательно приводит к неустойчивости и, следовательно, с использованием активных слоёв могут быть получены сверхтонкие широкополосные РПП.

Рассмотренные выше активные слои допускают простую практическую реализацию. Толщина активных слоёв во всех рассчитанных схемах мала по сравнению с общей толщиной покрытия, поэтому такие слои могут быть реализованы как планарная решётка нагруженных низкопроводящих диполей, нанесённая на поверхность массивного пассивного слоя. Размер таких диполей должен быть много меньше длины волны падающего излучения, а в качестве нагрузок могут быть использованы полупроводниковые диоды с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Для вывода диодов в рабочую точку на них должно быть подано постоянное электрическое смещение. Если для этой цели использованы высокоомные провода, направленные параллельно волновому вектору падающей ЭМВ, их наличие не будет вносить вклад в эффективную диэлектрическую проницаемость структуры и частотная дисперсия диэлектрической проницаемости активного слоя будет описываться релаксационной моделью с отрицательной частотой релаксации.

Выводы к разделу 5

Раздел посвящен исследованию широкополосности РПП. В **подразделе 5.1** приведён обзор литературы по проблеме создания РПП, работающих при нормальном падении ЭМВ. Показано, что задача получения малых значений КО от РПП, помещённых на металлической поверхности, достаточно освещена в литературе. Вопрос о ширине рабочего диапазона, связанного с полученным минимумом КО, гораздо мене исследован. Для узкополосных однослойных РПП без учёта частотной дисперсии материальных параметров известно, что широкополосности РПП может быть увеличена, если магнитная проницаемость материала РПП выше единицы.

В **подразделе 5.2** рассмотрены аналитические свойства КО от произвольной многослойной структуры, расположенной на идеально отражающей поверхности. Показано, что значение логарифма модуля КО от такой структуры, проинтегрированное по всем длинам волн от нуля до бесконечности, ограничено сверху величиной, пропорциональной толщине слоя и значению его статической магнитной проницаемости. Это неравенство аналогично правилу сумм для соотношений КК для КО, отличаясь от них тем, что интеграл берется по длине волны, а не по частоте. Это позволило использовать для вычисления значения интеграла квазистатические асимптотики подынтегрального выражения, что, в свою очередь, даёт простое аналитическое неравенство. Интеграл этого типа был позже использован другими авторами для поиска интегральных ограничений на коэффициент прохождения, а также для исследования широкополосности антенн.

Предложенное соотношение позволило получить простую аналитическую оценку для предельного значения отношения ширины рабочего диапазона длин волн к толщине РПП: эта величина пропорциональна статической магнитной проницаемости материала покрытия. В широкополосных диэлектрических поглотителях с уровнем КО минус 10 дБ, в том числе многослойных, отношение толщины к максимальной рабочей длине волны не может превышать 1/17,2. Полученный результат обобщен также на случай наклонного падения волны.

Рассматриваемое ограничение справедливо как для однослойных, так и для многослойных РПП, а также для материалов с любым физически реализуемым законом частотной дисперсии материальных параметров. В частности, показана его применимость для киральных материалов и искусственных магнетиков. Также можно показать, что доказательство неравенства не использует описание материала покрытия в терминах эффективных материальных параметров в пределах рабочего диапазона; поэтому оно справедливо и для неоднородных материалов.

В отличие от численных методов, которые дают для отношения толщины материала к ширине рабочего диапазона длин волн оценку сверху, здесь получены соотношения, являющиеся оценкой этого отношения снизу, то есть определяющие не достижимую ни при каких обстоятельствах область значений этой величины. Дальнейшее исследование имело целью определить, насколько в реальных материалах можно приблизиться к этому предельному значению.

В **подразделе 5.3** задача о широкополосности РПП рассмотрена в приближении метода эквивалентных схем. Получена предельная широкополосность, которая может быть достигнута

при использовании только четвертьволнового минимума КО. Предложен общий метод оптимизации, основанный на представлении частотной зависимости КО в виде дробно-рациональной функции и не зависящий от деталей структуры покрытия. Показано, что рабочий диапазон частот может быть значительно расширен, если материал совмещает в себе несколько полюсов коэффициента отражения, связанных с интерференцией в многослойной структуре и/или с резонансами частотной зависимости материальных параметров. Для случаев одного и двух полюсов получено аналитическое выражение для частотной зависимости КО, позволяющей достичь максимальной широкополосности поглощения при минимальной толщине материала.

Для тонких РПП при оптимальном выборе параметров отношение $\Delta\lambda/d$ не зависит от ширины и положения рабочего диапазона частот, а определяется только числом слоёв и типом дисперсии материальных параметров. Величину $\Delta\lambda/d$ удобно использовать в качестве универсальной характеристики предельной широкополосности при сравнении различных типов РПП.

В **подразделе 5.4** проведено численное исследование широкополосности диэлектрических РПП. Показано, что отношение $\Delta\lambda/d$ РПП в зависимости от уровня КО подчиняется простому эмпирическому закону, причем параметры этой зависимости определяются количеством минимумов КО, расположенных в пределах рабочего диапазона, и, в случае магнитных РПП, значением статической магнитной проницаемости материала покрытия. Для диэлектрических РПП этот закон справедлив, с небольшими уточнениями, во всем диапазоне относительной ширины рабочего диапазона при условии, что заданный уровень КО не слишком мал. Предельно низкие уровни КО не могут быть достигнуты на простых схемах РПП, и должны применяться более сложные конструкции. Многослойные РПП имеют несколько возможных схем с близкими характеристиками, и выбор лучшей из них может определяться технологическими соображениями. Полученные результаты могут быть использованы в предварительном анализе при конструировании РПП, в частности, при выборе начальных точек для программ оптимизации и при интерпретации полученных результатов.

В **подразделе 5.5** проведено численное исследование широкополосности магнитных РПП. Показано, что среди схем магнитных РПП, магнитный экран Далленбаха обладает наилучшими диапазонными свойствами. В то же время, магнитный экран Солсбери имеет ряд преимуществ, основным из которых является слабая зависимость ширины рабочего диапазона от значения диэлектрической проницаемости материала слоя. Вообще говоря, РПП, созданные по принципу магнитного экрана, не уступают интерференционным покрытиям в эффективности, но более устойчивы к вариации параметров. Такие РПП наиболее перспективны для практических применений.

Общим критерием качества магнитного экрана является величина статической магнитной проницаемости; однако вследствие ограничений на добротность ФМР практические оценки вовлекают значение мнимой части магнитной проницаемости в пределах рабочего диапазона. Существенным также является то, что с точки зрения увеличения широкополосности РПП влияние частотной зависимости магнитной и диэлектрической проницаемости

эквивалентны. Однако, в реальных структурах наличие дисперсии магнитной проницаемости не приводит к существенному расширению рабочего диапазона.

Для магнитных РПП были рассмотрены также ограничения на широкополосность, связанные с законом Снука. Полученные результаты позволили обосновать хорошо известный факт, что с увеличением рабочей частоты эффективность магнитных РПП резко снижается, и на длинах волн порядка 1 см и меньше их преимущество в широкополосности над диэлектрическими РПП исчезает.

В **подразделе 5.6** описано численное исследование возможности создания на основе активных материалов высокоэффективных РПП, превосходящих по своим характеристикам пассивные радиопоглотители. Толщина покрытий минимизировалась с использованием численных методов при условии, что КО не превышает заданного значения в заданном диапазоне частот. Параметры активного слоя были заданы через эквивалентную *RC*-схему, в которой сопротивление *R* считалось отрицательным и частотно-независимым. Показано, что на основе активных материалов возможно создание высокоэффективных РПП, значительно превосходящих по эффективности и широкополосности поглотители, которые можно реализовать на обычных материалах той же толщины. Физический смысл полученного результата состоит в том, что введение активного слоя снижает суммарные потери энергии в РПП и, соответственно, позволяет увеличить потери в пассивной компоненте магнитодиэлектрического поглотителя. Это, в свою очередь, приводит к усилению частотной дисперсии диэлектрической проницаемости и, следовательно, к расширению рабочего диапазона частот при неизменной толщине РПП.

Практическое воплощение активных потерь в поглощающих структурах может быть основано на применении активных материалов, включающих в себя сосредоточенные электронные элементы (например, частотно-селективные решётки с включением пин-диодов) или управляемые электродинамические материалы (сегнетоэлектрики, мультиферроики и пр., управляемые сигналом со схем детектирования и частотной дискриминации падающей волны).

Разработка активных РПП являются альтернативой применению в РПП материалов с высокими значениями магнитной проницаемости и, в перспективе, позволит преодолеть ограничения, свойственные пассивным поглотителям. По этой причине, несмотря на сравнительно высокую стоимость и техническую сложность изготовления, активные РПП в перспективе могут составить серьёзную конкуренцию традиционным пассивным поглотителям, позволив выйти на качественно новый уровень решения проблемы радиолокационной заметности.

Использование активных структур в качестве высокоэффективных РПП лежит в русле концепции *smart skin* (интеллектуальных покрытий), к разработке которой в настоящее время привлечены большие силы. В области электродинамики основные усилия разработчиков *smart skin* направлены на создание конформных антенн с электронным сканированием [541], распределённых датчиков и пр. Однако, как показано выше, эта проблема имеет много общего с задачей создания перестраиваемых РПП. Широта и интенсивность научных исследований, проводимых в настоящее время в мире в этой области, позволяет надеяться, что, несмотря на ряд

серьезных технологических проблем (химическая стойкость покрытия, рабочий диапазон температур и пр.), возникновение которых неизбежно при практическом использовании таких материалов, в ближайшее время можно ожидать качественных изменений в уровне развития соответствующей технологии, что позволит перейти к практической реализации и применению активных РПП.

Основные результаты раздела могут быть сформулированы следующим образом.

1 Значение логарифма модуля КО от плоскослоистой структуры, проинтегрированное по всем длинам волн от нуля до бесконечности, ограничено сверху величиной, пропорциональной толщине слоя и значению его статической магнитной проницаемости. Это неравенство аналогично правилу сумм для соотношений КК для КО, отличаясь от них тем, что интеграл берется по длине волны, а не по частоте.

2 Оценка предельного значения отношения ширины рабочего диапазона длин волн к толщине РПП, справедливая как для однослойных, так и для многослойных РПП, для материалов с любым физически реализуемым законом частотной дисперсии материальных параметров, для неоднородных материалов.

3 Демонстрация того, что предельное отношение ширины рабочего диапазона длин волн к толщине диэлектрического РПП определяется только количеством минимумов КО, расположенных в пределах рабочего диапазона, и простой эмпирический закон, описывающий эту зависимость.

4 Ограничения на широкополосность магнитных РПП, связанные с законами Снука и Аше.

5 Принципы использования активных материалов для создания высокоэффективных РПП, значительно превосходящих по широкополосности поглотители, которые можно реализовать на обычных материалах той же толщины.

Заключение

Основными результатами диссертации является следующее.

1 Предложены усовершенствования методов измерения СВЧ материальных параметров материалов, в частности, калибровочная процедура для полосковой измерительной ячейки с применением двух калибровочных образцов, электродинамические свойства которых известны, а также метод учёта влияния поперечного разреза в линии передачи на результат измерения материальных параметров в этой линии. Разработанные подходы позволили значительно улучшить чувствительность измерений.

2 Показано, что ограничение Аше, дающее предельные высокочастотные значения магнитной проницаемости магнитных материалов, справедливо для случая ФМ плёнки с полосовой доменной структурой и произвольной ориентацией вектора намагниченности. Полученный результат позволяет предположить, что ограничение справедливо и для материалов с произвольной доменной структурой.

3 Предложен метод определения константы Аше из экспериментальных данных с использованием лоренцевой аппроксимации частотной зависимости магнитной проницаемости, позволяющий получать более точные результаты по сравнению с общепринятым методом интегрирования измеренных магнитных потерь.

4 Предложен метод оценки влияния магнитоупругого эффекта на СВЧ свойства тонких ферромагнитных плёнок на гибкой подложке по результатам измерения СВЧ магнитной проницаемости рулонных образцов в коаксиальной линии.

5 Предложена формула смешения для композитных материалов, содержащих проводящие включения «камневидной» формы, которая обобщает формулы смешения Максвелл Гарнета и Брюггемана и позволяет получать хорошее согласие с измеренными СВЧ диэлектрической и магнитной проницаемостями в широком диапазоне концентраций включений и частот.

6 Показано, что использование многослойных плёнок, в которых отдельные ФМ слои наносят через диэлектрические подложки, позволяет снизить влияние механических напряжений, накапливающихся при нанесении толстых плёнок, и значительно увеличить количество ферромагнитного металла, которое может быть нанесено на одну подложку без заметного ухудшения СВЧ магнитных свойств. Это позволило разработать композитный материал на основе многослойных плёнок пермаллоя, нанесённых на тонкую лавсановую плёнку методом магнетронного распыления, с рекордно высокими значениями магнитной проницаемости в частотном диапазоне сотен мегагерц: квазистатиче-

ская магнитная проницаемость достигает значения 60, а пик магнитных потерь – 50 на частоте около 1 ГГц при содержании пермаллоя 22 об.%.

7 Экспериментально обнаружена сильная частотная дисперсия СВЧ диэлектрической проницаемости в композитных материалах с отрезками проводящих волокон, возникающая из-за дипольного резонанса рассеяния на волокнах. На частотах выше резонанса действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости может принимать отрицательные значения. Показано, что эффективные диэлектрические свойства листовых композитных материалов с проводящими волокнами могут быть описаны теорией эффективной среды при учете анизотропии композита.

8 Предложена новая форма правила сумм соотношений Крамерса–Кронига для коэффициента отражения. Согласно полученному неравенству, значение логарифма модуля коэффициента отражения от плоскослоистой структуры, проинтегрированное по всем длинам волн от нуля до бесконечности, ограничено сверху величиной, пропорциональной толщине слоя и значению его статической магнитной проницаемости.

9 Предложенное правило сумм позволило получить оценку предельного значения отношения ширины рабочего диапазона длин волн к толщине радиопоглощающего покрытия, справедливую для многослойных покрытий с любым физически реализуемым законом частотной дисперсии материальных параметров, а также для неоднородных материалов.

10 Продемонстрировано, что предельное отношение ширины рабочего диапазона длин волн к толщине диэлектрического радиопоглотителя определяется только количеством минимумов коэффициента отражения, расположенных в пределах рабочего диапазона, и предложен простой эмпирический закон, описывающий эту зависимость; в магнитных радиопоглощающих покрытиях существуют дополнительные ограничения на широкополосность, связанные с выполнением законов Снука и Аше.

11 Теоретически показано, что применение активных материалов может привести к созданию эффективных радиопоглотителей с отношением ширины рабочего диапазона длин волн к толщине, значительно превосходящим предельное значение, которое может быть реализовано на обычных материалах.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность коллективу ИТПЭ РАН, в котором выполнялась работа, прежде всего академику РАН А.Н. Лагарькову, являвшемуся научным консультантом работы. Автор искренне благодарен С.М. Матыцину, А.К. Сарычеву, Н.А. Симонову и М.Ю. Колединцевой, совместно с которыми автор работал над многими проблемами, нашедшими отражение в работе, коллективу лаборатории №5 ИТПЭ РАН, прежде всего С.Н. Старостенко, А.В. Осипову и Д.А. Петрову, а также сотрудникам технологических лабораторий под руководством И.А. Рыжикова, С.Г. Кибеца, Н.И Марченко, Е.П. Елсукова и С.Ф. Ломаевой.

Список литературы

1. Алимин Б.Ф. // Зарубежная радиоэлектроника. 1977. №3. С. 128.
2. Алимин Б.Ф. // Зарубежная радиоэлектроника. 1989. №2. С. 75.
3. Алимин Б.Ф., Торгованов В.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1976. №3. С. 29.
4. Антонов А.С. Магнитоимпеданс ферромагнитных микропроводов, тонких пленок и мультислоев при высоких частотах: Дисс. д. ф.-м. н. / ИВТАН. М., 2003. 214 с.
5. Арабаджи В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44. № 3. С. 270.
6. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. − М.: Наука, 1977. − 367 с.
7. Ахиезер А.И., Половин Р.В. // УФН. 1971. Т. 104, № 2. С. 186.
8. Баранов С.А. // Журнал технической физики. 1998. Т.68. №1. С.136.
9. Баранов С.А. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 2. С. 254.
10. Баранов С.А. // Электронная обработка материалов. 2011. Т. 47. С. 83.
11. Богородицкий Н.П., Волокотинский Ю.М., Воробьев А.А., Тареев Б.М. Теория диэлектриков. – М.–Л.: Энергия, 1968. – 226 с.
12. Бозорт Р. Ферромагнетизм. – М.: Изд-во иностр. литературы, 1956. – 784 с.
13. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, 2-е изд. – М.: Наука, 1973. – 721 с.
14. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах, 2-е изд. М.: Наука, 1973. – 343 с.
15. Виноградов А.П., Лагарьков А.Н., Сарычев А.К., Стерлина И.Г. // Радиотехника и электроника, 1996. Т. 41. № 2. С. 158.
16. Виноградов А.П., Махновский Д.П., Розанов К.Н. // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. №3. С. 341.
17. Винокурова Т.В. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. № 7. С. 1516.
18. Габриэльян Д.Д., Звездина М.Ю., Синявский Г.П. // Усп. совр. радиоэлектрон. 2005. № 12. С. 3.
19. Головков А.А., Михайлов Г.Д. // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. № 3. С. 579.
20. Голубков А.А., Макаров В.А. // УФН. 1995. Т.165. № 3. С. 339.
21. Губа В.Г., Ладур А.А., Савин А.А. // Доклады ТУСУРа. 2011. № 2 (24). Ч. 1. С. 149.
22. Гуль В.Е., Царский Л.Н., Майзель Н.С. и др. Электропроводящие полимерные материалы. – М.: Химия, 1968. – 248 с.
23. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. − 464 с.
24. Джуринский К. // Электронные компоненты. 2004. №9. С. 39.
25. Елсуков Е.П., Розанов К.Н., Ломаева С.Ф. и др. // ЖТФ. 2009. Т.79. № 4. С. 125.
26. Елсуков Е.П., Розанов К.Н., Ломаева С.Ф. и др. // Физика металлов и металловедение. 2008. Т. 106. № 5. С. 482.
27. Елсуков Е.П., Розанов К.Н., Ломаева С.Ф. и др. // Физика металлов и металловедение. 2007. Т. 104. № 3. С. 261.
28. Звездин М.К., Сокол-Кутыловский О.Л. // ФММ. 1993. Т. 76. N. 6. С. 32.
29. Зуев С.А., Сидоренко А.Ф. Теор. Мат. Физ. 1985. Т. 62. № 2. С. 253.
30. Иванов А.В., Шалыгин А.Н., Ведяев А.В., Иванов В.А. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 11. С. 694.
31. Казанцев Ю.Н., Аплеталин В.Н. // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. № . 4. С. 415.
32. Казанцева Н.Е., Рывкина Н.Г., Чмутин И.А. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 2. С. 196.
33. Каримова Г.В. Бистрабильный литой аморфный микропровод из Fe-,Fe-Co-сплавов в стеклянной оболочке и его применение в магнитометрии: Дисс. к.ф.-м.н. Ижевск, 2006. 175 с.
34. Карпенков С. Зарубежная электронная техника. М.: ЦНИИ «Электроника». 1998. № 1. С.69.
35. Ковнеристый Ю.К., Лазарева И.Ю., Раваев А.А. Материалы, поглощающие СВЧ излучение. − М.: Наука, 1982. − 164 с.
36. Колоколов А.А. // УФН. 1999. Т. 169. № 9. С. 1025.
37. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. − М.: Наука, 1973. − 832 с.
38. Коуров Д.Н., Коуров Н.И., Тюленев Л.Н. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 10. С. 1900.
39. Кравцов Ю.А., Островский Л.А., Степанов Н.С. // ТИИЭР. 1974. Т. 62. № 11. С. 91.
40. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. − М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976. − 367 с.
41. Куликовский А.А. Устойчивость активных линеаризованных цепей с усилительными приборами новых типов. − М.: Госэнергоиздат, 1962. − 92 с.
42. Курушин Е.П., Нефедов Е.И. Электродинамика анизотропных волноведущих структур. − М.: Наука, 1983. − 224 с.
43. Лагарьков А.Н., Кашуркин О.Ю., Маклаков С.А. и др. // Радиотехника и электроника. 2012. №4. С. 441.

44. Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Осипов А.В. и др. // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. № 5. С 625.
45. Лагарьков А.Н., Погосян М.А. // Вестник РАН. 2003. Т. 73. №9. С. 848.
46. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. 2-е изд. − М.: Наука, 1982. − 620 с.
47. Левин Л. Теория волноводов. Методы решения волноводных задач. − М.: Радио и связь, 1981.− 312 с.
48. Лопатин А.В., Казанцев Ю.Н., Казанцева Н.Е. и др. // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 9. С. 1176.
49. Михайлов Г.Д., Астапенко Ф.П. // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 6. С. 1066.
50. Михайлов Г.Д., Головков А.А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 2. С. 39.
51. Науменко В.Ю. Пленочные композиционные наноматериалы, поглощающие электромагнитное излучение: Дисс. д.т.н. / Саратовский Гос. Техн. Унив. Саратов, 2006. 361 с.
52. Нуссенцвейг Х.М. Причинность и дисперсионные соотношения. М.: Мир, 1976. − 462 с.
53. Оделевский В.И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем: Дисс. к.ф.-м.н. / Москва, 1947. 110 с.
54. Орлова Н.Н. Влияние механических напряжений на структуру, фазовые превращения и свойства аморфных сплавов: Дисс. к.ф.-м.н. / ИФТТ РАН, Черноголовка, 2014. 133 с.
55. Осипов А.В., Розанов К.Н. Мат. 8-й Междунар. конф. по спиновой электронике, Фирсановка, 12–14 ноября 1999 / М.: Изд-во МЭИ, 1999. С. 299.
56. Петров Б.М., Чечетка В.В., Петренко В.В. / Антенны. Под ред. А. А. Пистолькорса. М., 1974, С. 20.
57. Пономаренко В.И., Бержанский В.Н. // Изв. Вузов. Радиоэлектроника. 1989. Т. 32. № 3. С. 38.
58. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Марычев О.И. Интегралы и суммы. Элементарные функции. − М.: Наука, 1981. − 688 с..
59. Ранкис Г.Ж. Динамика намагничивания поликристаллических ферритов. − Рига: Зинатне, 1981. − 187 с.
60. Розанов К.Н. // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 5. С. 526.
61. Розанов К.Н., Преображенский Е.А. // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 7. С. 858.
62. Розанов К.Н., Преображенский Е.А. // Усп. Совр. Радиоэлектрон. 2003. № 3. С. 26.
63. Розанов К.Н., Симонов Н.А., Осипов А.В. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 2. С. 229.
64. Розанов К.Н., Старостенко С.Н. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 6. С. 715.
65. Семенихина Д.В., Семенихин А.И. // Антенны. 2008. № 11. С. 84.
66. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 5. − М.: Физматлит, Изд-во МФТИ, 2002. − 784 с.
67. Сивухин Д.В. // ЖЭТФ. 1956. Т. 30. № 2. С. 374.
68. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. − М.: Сов. Радио, 1966. − 632 с.
69. Старостенко С.Н., Розанов К.Н. // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 11. С. 1113.
70. Старостенко С.Н., Виноградов А.П., Кибец С.Т. // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 7. С. 817.
71. Старостенко С.Н., Розанов К.Н., Осипов А.В. // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49. № 12. С. 1500.
72. Сумидзу Я. // Денси цусин гаккай ромбунси. 1969. Т. 52-В. № 4. С. 227.
73. Суху Р. Магнитные тонкие пленки. − М.: Мир: 1967. – 422 с.
74. Тейлор Дж. Введение в теорию ошибок. − М.: Мир, 1985. – 272 с.
75. Тикадзуми С. Физика Ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества. М.: Мир, 1983. − 304 с.
76. Хиппель А.Р. Диэлектрики и их применение – М.: Госэнергоиздат, 1959. 336 с.
77. Хохлов А. В воздухе – российский "стелс" // Известия, 19.08.2000.
78. Чеченин Н.Г. // ФТТ. 2004. Т. 46. №. 3. С. 466.
79. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, Физ.-мат. лит., 1979. – 416 стр.
80. Шнейдерман Я.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1972, № 7. С. 102.
81. Шнейдерман Я.А. // Зарубежная радиоэлектроника. 1975. №2. С. 93; №3. С. 71.
82. Abdelaziz A. A. // PIER Lett. 2008. V. 1. P. 129.
83. Abe M., Kuroda J., Matsumoto M. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 7373.
84. Acher O., Adenot A.L. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 11324.
85. Acher O., Adenot A.L., Deprot S. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 249. P. 264.
86. Acher O., Adenot A.L., Duverger F. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 13748.
87. Acher O., Bernard J.M.L., Maréchal P., et al. // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 125. P. 1995.
88. Acher O., Boscher C., Bruler B., et al. // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 4057.
89. Acher O., Bosher C., LeGuellec P., et al. // IEEE Trans. Magn. 1996. V. 32. P. 4833.
90. Acher O., Dubourg S. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. Art. no. 104440.
91. Acher O., Dubuget V., Dubourg S. // IEEE Trans. Magn. 2008. V. 44. P. 2842.

92. Acher O., Jacquart P.M., Bosher C. // IEEE Trans. Magn. 1994. V.30. P. 4542.
93. Acher O., Jacquart P.M., Fontaine J.M., et al. // IEEE Trans. Magn. 1994. V. 30. P. 4533.
94. Acher O., Le Gourrierec P., Perrin G., et al. // IEEE Trans. Microw. Theor. Techn. 1996. V. 44. P. 674.
95. Acher O., Vermeulen J. L., Lucas A., et al. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N. 10. P. 6162.
96. Acher O., Vermeulen J.L., Jacquart P.M., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1994. V. 136. P. 269.
97. Adenot A.L., Acher O., Taffary T., Longuet L. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 7601.
98. Adenot-Engelvin A.L., Dudek C., Acher O. // J. Magn. Mag. Mater. 2006. V. 300. P. 33.
99. Afsar M.N., Birch J.R., Clarke R.N. // Proc. IEEE. 1986. V. 74. P. 183.
100. Agilent 85071E Material Measurement Software. Режим доступа: http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5988-9472EN.pdf.
101. Agilent Network Analysis Applying the 8510 TRL Calibration for Non-Coaxial Measurements. Product Note 8510-8A, Agilent Technologies, 2001. – 24 p.
102. Aharoni A. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 7762.
103. Aharoni A. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. P. 3432.
104. Alanen E., Lahtinen T., Nuutinen J. // Phys. Med. Biol. 1999. V. 44. P. 169.
105. Alexopulos N.G., Uzinoglu N.K. // Appl. Optics. 1978. V. 17. P. 235.
106. Allegri P., Autissier D., and Taffary T. // Key Eng. Mater. 1997. V. 132–136. P. 1424.
107. Alpaslan A., Edenhofer P. // Proc. URSI Int. Symp. Electromagn. Theory. Thessaloniki, Greece: 1998. V. 1. P. 130.
108. Alu A., Engheta N. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. Art. no. 016623.
109. Alvarez-Prado L.M., Alameda J.M. // Physica B. 2001. V. 299. P. 265.
110. Artman J.O. // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 74.
111. Artman J.O., Charap S.H. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 1587.
112. Asheko A.A., Nemchenko K.E. // J. Molecular Liquids. 2005. V. 120. P. 91.
113. Astakhov M.V., Muratov V.A., Frantsuzov A.A. // J. Phys.: Condens. Matter. 1995. V. 7. P. 4565.
114. Auzanneau F., Ziolkowski R.W. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1999.V. 47. P. 1330.
115. Auzanneau F., Ziolkowski R.W. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1998. V. 46. P. 1628.
116. Auzanneau F., Ziolkowsky R.W. // J. Phys. III France. 1997. V. 7. P. 2405.
117. Avelin J., Sharma R., Hanninen I., Sihvola A.H. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2001. V. 49. P. 451.
118. Bae S., Hong Y.K., Lee J.J., et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. Art. no. 07A515.
119. Baker-Jarvis J, Janezic M.D., Riddle B.F. // NIST Tech. note 1536. Boulder, USA, 2004. – 157 p.
120. Baker-Jarvis J., Janezic M.D., Grosvenor J.H., Geyer R. G. // NIST Tech. Note 1355-R. Boulder, USA, 1993. – 118 p.
121. Baker-Jarvis J., Janezic M.D., Riddle B., et al. // NIST Tech. Note 1520. Boulder, USA, 2001. – 157 p.
122. Balberg I. // Philos. Mag. 1987. V. 56. P. 1991.
123. Balberg I. // Phys. Rev. B. 1985. V 31. P. 4053.
124. Balberg I. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1305.
125. Balberg I., Binenbaum N. Phys. Rev. B. 1983. V. 28. P. 3799.
126. Balberg I., Binenbaum N., Anderson C. H. // Phys. Rev. Lett.1983. V.81. P.1605.
127. Balberg I., Binenbaum N., Wagner N. // Phys. Rev. Lett.1984. V. 52. P. 1465.
128. Baranov S.A. // Surf. Eng. Appl. Electrochem. 2003. P. 72.
129. Barbour A.A., Crutchfield D.S. US Patent 6411248, 25 Jun. 2002.
130. Barnes A. Despotakis A., Wright P.V., et al. // Electron. Lett. 1996. V. 32. P. 358.
131. Barrera R.G., Giraldo J., Mochan W.L. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 8528.
132. Bayrakdar H. // J. Magn. Magn. Mater. 2011. V. 323. P. 1882.
133. Beguhn S., Zhou Z., Rand S. et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. Art. no. 07A503.
134. Bekker V., Seemann K., Leiste H. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 270. P. 327.
135. Bekker V., Seemann K., Leiste H. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 296. P. 37.
136. Belhadj-Tahar N., Fourrier-Lamer A., de Chanterac H. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1990. V. 38. P. 1.
137. Belhadj-Takar N.E., Fourier-Lamer A. // J. Electromagn. Waves Appl. 1992. V. 16. P. 1225.
138. Bellegia M., Vokoun D., De Graef M. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 1306.
139. Belov P. A., Marques R., Maslovski S.I., et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. Art. no. 113103.
140. Benato R., Dughiero F., Forzan M., Paolucci A. // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 38. P. 781.
141. Bergman D.J. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. P. 2359.
142. Bergman D.J., Dunn K.J. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 13262.
143. Bergman D.J., Stroud D. // Solid State Phys. 1992. V, 46. P. 147.
144. Betz J., MacKay K., Givord D. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 207. P. 180.
145. Bilzer C., Devolder T., Kim J.V., et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. Art. no. 053903.

146. Birge R. R. // Aviation Week and Space Technol. 1987. V. 126. P. 22.
147. Birks J.B. // Phys. Rev. 1948. V 74. P. 843.
148. Bode H.W. Network and Feedback Amplifier Design. – Princeton: van Nostrand, 1945. – 551 p.
149. Bohren C.F., Luebbers R., Langdon H.S., Hunsberger F. // Appl. Opt. 1992. V. 31. N. 30. P. 6403.
150. Boissonade J., Barreau F., Carmona F. // J. Phys. A. 1983. V. 16. P. 2777.
151. Bonneau-Brault A., Dubourg S. , Dubuget V, et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 303. Art. no. 012088.
152. Borah S., Bhattacharyya N.S. // PIER M. 2010. V. 13. P. 53.
153. Bordi F., Cametti C., Rouch J., et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 1996. V. 8. P. A19.
154. Borkar V.G., Ghosh A., Singh R.K., and Chourasia N. // Defence Sci. J. 2010. V. 60. P. 204.
155. Bottcher D., Henk J. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. Art. no. 020404.
156. Bottreau A. M., Merzouki A. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1993. V. 42. P. 899.
157. Bouchaud, J. P., Zerah P. G. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 5512.
158. Bregar V.B. // IEEE Trans. Magn. 2004. V. 40. P. 1679.
159. Britel M.R., Menard D., Ciureanu P., et.al. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 5456.
160. Brosseau C. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 3197.
161. Brosseau C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 1277.
162. Brosseau C., Ben Youssef J., Talbot P., Konn A.M. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 9243.
163. Brosseau C., Mallegol S., Queffelec P., Ben Youssef J. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. Art. no. 034301.
164. Brosseau C., NDong W., Castel V., et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. Art. no. 024907.
165. Brosseau C., Queffelec P., Talbot P. // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. P. 4532.
166. Brosseau C., Talbot P. // IEEE Trans. Diel. El. Insulat. 2004. V. 11. P. 819.
167. Brosseau C., Talbot P. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. Art. no. 104325.
168. Browning S.L., Lodge J., Price R.R., et al. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 6109.
169. Bruggeman D.A.G. // Ann. Phys. 1935, V. 24, P. 636.
170. Buell K., Mosallaei H., Sarabandi K. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2006. V. 54. P. 135.
171. Bunday B.D. Basic Optimization Methods. – L.: Arnold, 1984. – 136 p.
172. Bushbeck M.D., Chan C. H. // IEEE Microw. Guided Wave Lett. 1993. Vol. 3. P. 296.
173. Butler V., Farr H.J. UK Patent 2158995, 1985.
174. Buznikov N.A., Rakhmanov A.L., Rozanov K.N. // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 38. P. 3123.
175. Buznikov N.A., Rozanov K.N. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 285. P. 314.
176. Cain R. N., Corda A. J. US Patent 5036323, 1991.
177. Calame J.P. // J. Appl. Phys., 2003. V. 94. P. 5945.
178. Cao M.S., Zhu J., Yuan J., et al. // Mater. Design. 2002. V. 23. P. 557.
179. Carbonell J., García-Miquel H., Sánchez-Dehesa J. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. Art. no. 024401.
180. Carmona F., Delhaes P., Barreau F., et al. // Rev. Chim. Miner. 1981. V. 18. P. 498.
181. Carpenter H.W. US Patent 6909395, 21 Jun. 2005.
182. Carvalho A.S., Gregori M.L., Chambers B. // Microw. Opt. Technol. Lett. 1997. V. 16. P. 393.
183. Chai G.Z., Xue D.S., Fan X.L., et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. Art. no. 152516.
184. Chai G.Z., Yang Y.C., Zhu J.G., et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. Art. no. 012505.
185. Chakravarty S., Mittra R., Williams N.R. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2002. V. 50. P. 284.
186. Chamaani S., Mirtaheri S., Shooredeli M. // AEU- Int. J. Electron Commun. 2008. V. 62. P. 549.
187. Chambers B. // Electron. Lett. 1994. V. 30. P. 1892.
188. Chambers B. // Electron. Lett. 1997. V. 33. P. 2073.
189. Chambers B. // Proc. SPIE. 1997. vol. 3041. P. 590.
190. Chambers B. // Smart Mater. Struct. 1999. V. 8. P. 1.
191. Chambers B., Tennant A. // Electron. Lett. 1994. V. 30. P. 1530.
192. Chambers B., Tennant A. // IEE Proc. Radar, Sonar. Navig. 1996. V. 143. P. 23.
193. Chambers B., Tennant A. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2005. V. 53. P. 394.
194. Champlin K. S., Glover G. H. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 2355.
195. Chang T. K., Langley R. J., Parker E. A. // Proc. IEE – Microw. Antennas Propagat. 1996. V. 143. P. 62.
196. Cheldavi A. // IEICE Trans. Fundamentals. 1999. V E82-A. P. 704.
197. Chen J.W., Tang D.M., Zhang B.S., et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. Art. no. 023106.
198. Chen P., Wu R.X., Zhao T., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 2302.
199. Chen P.W, Chung D.D.L. // Smart Mater. Struct. 1993. V. 2. P. 22.
200. Chen Y., Daigle A., Fitchorov T., et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. Art. no. 202502.
201. Chezan A.R., Craus C.B., Chechenin N.G., et al. // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 38. P. 3144.
202. Choi H.D., Cho K.Y., Han S., et al. // J. Appl. Polymer Science. 1998. V. 67. P. 363.
203. Choo H.S., Ling H., Liang C.S. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2008. V. 56. P. 2127.
204. Chu L.J. // J. Appl. Phys. 1948. V. 19. P. 1163.

205. Chui S.T., Hu L.B. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. Art. no. 144407.
206. Chung D.D.L. // Mat. Sci. Eng. Rep. 2003. V. 42. P. 1.
207. Ciomaga C.E., Balmus S.B. Dumitru I., et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. 12. Art. no. 124114.
208. Ciuprina G., Ioan D., Munteanu I. // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 38.. P. 1037.
209. Coisson M., Vinai F., Tiberto P., Celegato F. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 806.
210. Cole K.S., Cole R.H. // J. Chem. Phys. 1941. V. 9. P. 341.
211. Cory H., Rosenhouse I. // Electron. Lett.. 1992. V. 28. P. 1051.
212. Costa F., Monorchio A., Manara G. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2010. V. 58. P. 1551.
213. Counil G., Kim J.V., Devolder T., *et al.* // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. P. 5646.
214. Dallenbach W., Kleisteuber W. // Hochfrequentztechn. U. Elektroak. 1938. V. 51. P. 152.
215. Davidson D.W., Cole R.H. // J. Chem. Phys. 1951. V. 19. P. 1484.
216. Day A.R., Grant A.R., Sievers A.J., Thorpe M.F. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 1978.
217. Della-Sera M.E., Smith F.C. // Proc. AMTA. Montreal, Canada, 1998. P. 321.
218. Deng L.J., Zhou P.H., Xie J.L., et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. Art. no. 103916.
219. Deng L.W., Jiang J.J., Fan S.C., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 264. P. 50.
220. Deng Y., Zhao L., Shen B., et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. Art. no. 014304.
221. Deprot S., Adenot A.L., Bertin F., Acher O. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 242–245. P. 247.
222. Dewar G. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. Art. no. 10Q101.
223. Diaz R.E., Merrill W.M., Alexopoulos N.G. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84.. P. 6815–6826.
224. Ding Y., Klemmer T.J., Crawford T.M. // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 2969.
225. Dittrich K.W., Wulbrand W. // Proc. 10th Eur. Electromagnetic Structures Conf. Munich, Germany, 2001. P. 101.
226. Dixonn P. // Microw. Technol. May 2004. P. 16.
227. Djerfaf F., Vincent D., Robert S., Merzouki A. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2011. V. 56. Art. no. 30601.
228. Dosoudil R., Franek J., Slama J., et al. // IEEE Trans. Magn. 2012. V. 48. P. 1524–1527.
229. Doyle W.T., Jacobs I.S. // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 3926.
230. Doyle W.T., Jacobs I.S. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 9319.
231. Du Toit L.J. // IEEE Antennas Propagat. Magazine. 1994. V. 36. P. 17.
232. Du Toit L.J., Cloete J.H. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1996. V. 44. P. 2238.
233. Duan H.L., Karihaloo B.L., Wang J., Yi X. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. Art. no. 174203.
234. Elliott R.S. Antenna theory and design. – NY: IEEE Press–Wiley, 2003. – 594 p.
235. Emerson W.H. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1973. V. 21. P. 484.
236. Engen G.F., Hoer C.A. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1979. V. 27. P. 987.
237. Engheta N. // Proc. IEEE APS Int. Symp. San-Antonio, USA, 2002. V. 2. P. 392.
238. Erkmen F., Chen C., Volakis J.L. // IEEE Antennas Propagat. Mag. 2008. V. 50. P. 211.
239. Fan X., Xue D., Lin M.,et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92 Art. no. 222505.
240. Fano R.M. // J. Franklin Inst. 1950. V. 249. P. 57, 139.
241. Femandez A., Valenzuela A. // Electron. Lett. 1985. V. 21. P. 20.
242. Feng Y.B., Qiu T., Shen C.Y., Li X.Y. // IEEE Trans. Magn. 2006. V. 42. P. 363.
243. Fenner R.A., Rothwell E.J., Frasch L.L. // Radio Sci. 2012. V. 47. P. RS1004.
244. Fergen I., Seemann K., v. d. Weth A., Shüppen A. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 242–245. P. 146.
245. Ferrero F., Chevalier A., Ribero J.M., et al. // IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett. 2011. V. 10. P. 951.
246. Fessant A., Gerialtovski J., Loaec J., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1994. V. 133. P. 413.
247. Fessant A., Gieraltowski J., Loaec J., et al. // IEEE Trans. Magn. 1993. V. 29. P. 82.
248. Fontaine J.-M., Varoquauz B. US Patent 5328523, Jul. 12, 1994.
249. Ford K.L., Chambers B. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2008. V. 56. P.133.
250. Francsechetti G. G. // Alta Freq. 1967. V. 36. P. 757.
251. Fu Y.Q, Li Y.Q, Yuan N.C. // Microw. Opt. Technol. Lett. 2011. V. 53. P. 712.
252. Gaillot D.P., Croenne C., Lippens D. // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 3986.
253. Gao L., Gu J.Z. // J Phys. D – Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 267.
254. Gao Q., Yin Y., Yan D.B., Yuan N.C. // Electron. Lett. 2005. V. 41. P. 936.
255. Gao Q., Yin Y., Yan D.B., Yuan N.C. // Microw. Opt. Techn. Lett. 2005. V. 47. P. 228.
256. Gardner D.S., Schrom G., Hazucha P., et al. // IEEE Trans. Magn. 2007. V. 43. P. 2615.
257. Gardner D.S., Schrom G., Hazucha P., et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. no. 07E927.
258. Gay-Balmaz P., Martin O.J.F. // Appl. Phys. Let. 2002. V. 81.. P. 939.
259. Gefen Y., Aharony A., Alexander S. // Phys. Rev. Let. 1983. V. 50. P. 77.
260. Ghodgaonkar D.K., Varadan V.V., Varadan V.K. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1989. V. 37. P. 789.
261. Ghosh K., Fuchs R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 5222.
262. Giannakopoulou T., Kontogeorgakos A., Kordas G. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 263. P. 173.

263. Gilbert T.L. // IEEE Trans. Magn. 2004. V. 40. P. 3443.
264. Gilbert T.L. // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 1243.
265. Goncharenko A.V. // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. Art. no. 041108.
266. Goncharenko A.V., Lozovski V.Z., Venger E.F. // Opt. Commun. 2000. V. 174. P. 19.
267. Gong Y.X., Zhen L., Jiang J.T., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 3702.
268. Gorkunov M., Lapine M. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. Art. no. 235109.
269. Gorriti, A.G., Marin, P., Cortina, D., Hernando, A. // J. Magn. Magn. Mater. 2010. V. 322. P. 1505.
270. Goudos S. // Int. J. RF and Microw. CAE. 2009. V. 19. P. 364.
271. Granqvist C.G., Hunderi O. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. P. 3513.
272. Granqvist C.G., Hunderi O. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. P. 1554.
273. Greve H., Pochstein C., Takele H., et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P.242501.
274. Grimes C.A., Dickey E.C., Mungle C., et al. // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. P. 4134.
275. Grimes C.A., Mungle C., Kouzoudis D., et al. // Chem. Phys. Lett. 2000. V. 319. P. 460.
276. Grimes C.A. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 4310.
277. Gross F.B., Kuster E.J. // IEEE Trans. Ant. Propagat. 1987. V. 35. P. 1492.
278. Guan H.T., Liu S.H., Duan Y.P., et al. // Cement and concrete composites. 2006. V. 28. P. 468.
279. Guldbrandsen B. // Proc. IEEE. 1986. V. 74. P. 68.
280. Hallouet B., Wetzel B., Pelster R. // J. Nanomater. 2007. V. 1. Art. no. 34527.
281. Han M., Liang D., Rozanov K.N., Deng L. // IEEE Trans. Magn. 2013. V. 49. P. 982.
282. Han M., Ou Y., Deng L.J. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 1125.
283. Han M., Rozanov K.N., Zezyulina P.A., Wu Y.H. // J. Magn. Magn. Mater. 2015. V. 383. P. 114.
284. Han M.G., Liang D.F., Deng L.J. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. Art. no. 082503.
285. Han M.G., Liang D.F., Xie J.L., et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. Art. no. 07A317.
286. Hansen R.C., Burke M. // Microw. Opt. Technol. Lett. 2000. V. 26. P. 75.
287. Harrington, R.F. // J. Res. Nat. Bur. Stand. 1960. V. 64D. P. 1.
288. Harris V.G. // IEEE Trans. Magn. 2012. V. 48. P. 1075.
289. Hartemann P., Labeyrie M. // Revue Technique Thomson – CSF. 1987. V. 19. P. 413.
290. Harmuth H.F. // IEEE Trans. Electromag. Compat. 1983. V. 25. P. 32.
291. Hashin Z., Shtrikman S. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 3125.
292. Hashsish E.A. // J. Electromagn. Waves Appl. 2002. V. 16, P. 227.
293. Hatakeyama K., Inui T. // IEEE Trans. Magn. 1984. V. 20. P. 12612.
294. Havriliak S. and Negami S. // Polymer. 1967. V. 8. P. 161.
295. He J.H., Wang W., Guan J.G. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. Art. no. 093924.
296. He Y., Gong R., Nie Y., et al. // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. Art. no. 084903.
297. He Y.X., He P., Harris V.G., Vittoria C. // IEEE Trans Magn. 2006. V. 42. P. 2852.
298. Heilmann A., Werner J., Schwarzenberg D., et al. // Thin Solid Films. 1995. V. 270. P. 103.
299. Hendrych A., Zivotsky O., Postava K., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 3771.
300. Hettstedt F., Schurmann U., Knochel R., Quandt E. // Proc. 38th Eur. Microw. Conf. Amsterdam, 2008. P. 797.
301. Heuermann H., Schiek B. // IEEE Trans. Microw. Theor. Techn. 1997. V. 45. P. 408.
302. Hock K.M. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2003. V. 51. P. 908.
303. Hock K.M. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2006. V. 54. P. 648.
304. Hokomo A., Tanabe S. // IEEE Trans. J. Magn. Jpn. 1993. V. 8. P. 475.
305. Hollinger R. D., Jose K. A., Tellakula A., et al. // Microw. Opt. Technol. Lett. 2000. V. 26. P. 100.
306. Hong W., Xiao P., Luo H, Li Z. // Sci. Rep. 2015. V. 5. Art. no. 14927.
307. Horikawa T., Miura K., Itoh M., Machida K.I. // IEEE Trans. Magn. 2005. V. 41. P. 2064.
308. Hotta M., Hayashi M., Nagata K. // ISIJ Int. 2011. V. 51. P. 491.
309. Hsiang H.I., Duh H.H. // J. Mater. Sci. 2001. V. 36. P. 2082.
310. Huang X.G, Chen J., Zhang J., et al. // J. Alloys Compounds. 2010. V. 506. P. 347.
311. Hubbard R.N, Duhl M.L. US Patent 6033782, Mar. 7, 2000.
312. Hubert A., Schäfer R. Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures. – Berlin: Springer-Verlag, 1998. – 720 p.
313. Huijbregtse J., Roozeboom F., Sietsma J., et al. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. P. 1569.
314. Huitema L., Reveyrand T., Mattei J.L., et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2013. V. 61. P. 4456.
315. Hujanen A., Holmberg J., Sten J.C.E. // IEEE Trans. AP. 2005. V. 53. P. 3236.
316. Hunton J.K., Pappas N.L. // Hewlett Packard J. 1954. V. 6. P. 1.
317. Iakubov I.T., Kashurkin O.Y., Lagarkov A.N., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. P. 3385.
318. Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 272−276. P. 2208.
319. Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 316. P. e813.

320. Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 258–259. P. 195.
321. Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Maklakov S.A., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 726.
322. Iakubov I.T., Lagarkov A.N., Osipov A.V., et al. // AIP Adv. 2014. V. 4. Art. no. 107143.
323. Iijima S. // Nature. 1991. V. 354. P. 56.
324. Ikonen P.M.T., Rozanov K.N., Osipov A.V., et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2006. V. 54. P. 3391.
325. Iriarte J.C., Martinez de Falcón J.L., Maestrojuan I. // Proc. of the 5th EUCAP. Rome, 2011. P. 1322.
326. Ivanov A.V., Galkin V. Yu., Ivanov V. A., et al. // Solid St. Phenomena. 2009. V. 152−153. P. 333.
327. Jacquart P.M., Acher O. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1996. V. 44. P. 2116.
328. Jager K.M., McQueen D.H., Tchmutin I.A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001 V. 34. P. 2699.
329. Jaggard J. L., Enghetta N. // Electron. Lett. 1989. V. 25. P. 173.
330. Jaggard J. L., Enghetta N. // Electron. Lett. 1990, V. 26. P. 1332.
331. Jain R.C. / In: Proc. Int. Conf. on Antenna Technologies. Ahmedabad, India, Feb. 23–24, 2005. P. 323.
332. Janezic M.D., Baker-Jarvis J. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1999. V. 47. P. 2014.
333. Jayasekara W.P., Bain J.A., Kryder M.H. // IEEE Trans. Magn. 1998. V. 34. P. 1438.
334. Jiang L., Cui J., Shi L., Li X. // IET Microw. Antennas Propagat. 2009. V. 3. P. 572.
335. Jonker G.H., Wijn H.P.J, Braun P.B. // Philips Techn. Rev. 1956/1957. V. 18. P. 145.
336. Jonscher A.K. // J. Phys. D – Appl. Phys. 1999. V. 32. P. R57.
337. Kaiju H., Abe T., Kondo K., and Ishibashi A. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. Art. no. 07C104.
338. Kaiju H., Basheer N., Kondo K., and Ishibashi A. // IEEE Trans. Magn. 2010. V. 46. P. 1356.
339. Kaiju H., Ono A., Kawaguchi N., et al. // Appl. Surf. Sc. 2009. V. 255. P. 3706.
340. Kalarickal S.S., Krivosik P., Wu M.Z., *et al.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. N. 9. Art. no. 093909.
341. Kalarickal S.S., Menard D., Das J., et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. Art. no. 084905.
342. Karilainen A.O., Ikonen P.M.T., Simovski C.R., et al. // IET Microw. Antennas Propagat. 2011. V.5. P. 495.
343. Kasagi T., Tsutaoka T., Hatakeyama K. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. Art. no. 172502.
344. Kats M.A., Sharma D., Lin J., et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. Art. no. 221101.
345. Kawano Y., Bae S., Koyanagi Y., Morishita H. //Proc. IWAT 2005. Singapore, 2005. P. 129.
346. Kazantsev Y.N., Lopatin A.V., Kazantseva N.E., et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2010. V. 58. P. 1227.
347. Kazantseva N.E., Ponomarenko A.T., Shevchenko V.G. // Electromagnetics. 2000. V. 20. P. 453.
348. Kazantseva N.E., Vilcakova J., Kresalek V., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 269. P. 30.
349. Kazemzadeh A., Karlsson A. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2009. V. 57. P. 2307.
350. Kent G. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1996. V. 45. P. 102.
351. Kent G. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1988. V. 36. P. 1451.
352. Kent G., Bell S.M. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1996. V. 45. P. 98.
353. Kilbridge B.E., Coleman J.N., Fraysse J. et al. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. P. 4024.
354. Kim B.K., Lee J., Yu I. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 6724.
355. Kim M.S., Min E.H., Koh J.G. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 581.
356. Kim S., Baker-Jarvis J. // PIER B. 2014. V. 58. P. 95.
357. Kim S.S., Kim S.T., Ahn J.M., Kim K.H. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 271. P. 39.
358. Kim S.S., Kim S.T., Yoon Y.C., Lee K.S. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. Art. no. 10F905.
359. Kim S.W., Yoon Y.W., Lee S.J., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 316. P. 472.
360. Kim Y. M., Choi D., Kim K. H., et al. // J. Magn. Magn Mater. 2003. V. 254−255. P. 41.
361. Kitaytsev A.A., Koledintseva M.Y. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 1999. V. 41. P. 15.
362. Kittel C. // Phys. Rev. 1946. V. 70. P. 281.
363. Knott E.F. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1979. V. 27. P. 698.
364. Knott E.F., Lunden C.D. // IEEE Trans. Antenn. Propagat. 1995. V. 43. P. 1339.
365. Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T., Eds. Radar Cross Section: Its Prediction, Measurement and Reduction. 2nd Ed. – Dedham: Artech House. 1993. – 467 p.
366. Kobayashi Y., Sato J. // CPEM'88: 1988 Conf. Precision Electromagn. Meas. Tsukuba, Japan, 1988. Digest. P. 143.
367. Kohmoto O. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 546.
368. Kohmoto O., Tsuda T., Kitamura H. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 193. P. 349.
369. Koledintseva M.Y., Chandra S.K.R., DuBroff R.E., Schwartz R.W. // PIER. 2006. V. 66. P. 213.
370. Koledintseva M.Y., Drewniak J.L., Johnson R., Thoms M. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 730.
371. Koledintseva M.Y., DuBroff R.E., Schwartz R.W. // PIER. 2009. V. 99. P. 131.
372. Koledintseva M.Y., DuBroff R.E., Schwartz R.W., Drewniak J.L. // PIER. 2007. V. 77. P. 193.
373. Koledintseva M.Y., Khilkevich V.V., Razmadze A.G., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. P. 3389.
374. Koledintseva M.Y., Xu J.F., De S., et al. // IEEE Trans. Magn. 2011. V. 47. P. 317.
375. Konishi Y., Komori H. // Microw. Opt. Technol. Lett. 1997. V. 16. P. 156.

376. Kooy C., Enz U. // Philips Res. Rep. 1960. V. 15. P. 7.
377. Korenivski V., van Dover R.B. // IEEE Trans. Magn. 1998. V. 34. P. 1375.
378. Kornevskiy V., van Dover R.B, Mankiewich P.M., et al. // IEEE Trans. Magn. 1996. V. 32. P. 4905.
379. Korolev K.A., Chen S., Afsar M.N. // IEEE Trans. Magn. 2008. V. 44. P. 435.
380. Kost A., West L., Hasenberg T.C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. P. 3494.
381. Kotsuka Y., Yamazaki H. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 2000. V. 42. P. 116.
382. Kraus L., Frait Z., Schneider J. // Phys. Stat. Solidi A. 1981. V. 64. P. 449.
383. Krupka J. // J. Eur. Ceramic Soc. 2003. V. 23. P. 2607.
384. Krupka J., Gregory A.P., Rochard O.C., et al. // J. Eur. Ceramic Soc. 2001. V. 21. P. 2673.
385. Kruppa W., Sodomsky K.F. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1971. V. 19. N. 1. P. 122.
386. Kuester E.F., Holloway C.L. // IEEE Trans. Electromagnet. Compat. 1994. V. 36. P. 300.
387. Kumurjian, P. US Patent 5169713, Dec. 8, 1992.
388. Kuzmenko A. B., van der Marel D., Carbone F., Marsiglio F. // New J. Phys. 2007. V. 9. P. 229.
389. Labrune M., Miltat J. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. P. 2156.
390. Lagarkov A.N., Iakubov I.T., Ryzhikov I.A., et al. // Physica B. 2007. V. 394. № 2. P. 159.
391. Lagarkov A.N., Matytsin S.M., Rozanov K.N., Sarychev A.K. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 3806.
392. Lagarkov A.N., Osipov A.V., Rozanov K.N., Starostenko S.N. / In: Proc. Symp. R, ICMAT 2005. Singapore, 2005. P. 74.
393. Lagarkov A.N., Rozanov K.N. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 2082.
394. Lagarkov A.N., Rozanov K.N., Simonov N.A., Starostenko S.N. / In: Handbook of advanced magnetic materials, Ed. D.J. Sellmyer, Y. Liu, D. Shindo, Tsinghua Univ. Press, Bejing: Springer, 2005. V. 4. Ch. 13. P. 414.
395. Lagarkov A.N., Sarychev A.K. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 6318.
396. Lagarkov A.N., Sarychev A.K., Smychkovich Y.R., Vinogradov A.P. // J. Electromagn. Waves Appl. 1992. V. 6. P. 1159.
397. Lagarkov A.N., Semenenko V.N., Chistyaev V.A., et al. // Electromagnetics. 1997. V. 17. P. 213.
398. Lagarkov A.N., Semenenko V.N., Chistyaev V.A., Iakubov I.T. // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. P. 3402.
399. Lagarkov A.N., Semenenko V.N., Kisel V.N., Chistyaev V.A. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 258–259. P. 161.
400. Laibowitz R.B., Gefen Y. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 380.
401. Lam W.W., Jou C.F., Chen H., et al. // IEEE Trans. Microw. Theor. Techn. 1988. V. 36. P. 902.
402. Landau L., Lifschitz E. // Phys. Z. Sowjetunion. 1935. V. 8. P. 153.
403. Landauer R. / In: J.C. Garland, D.B. Tanner, Eds. Electrical transport and optical properties of inhomogeneous media, NY: AIP, 1978. P. 2.
404. Langhe P.D., Blomme K., Martens L., Zutter D. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1993. V. 42. P. 879.
405. Larin V.S., Torcunov A.V., Zhukov A., et al. // J. Magn. Man. Mater. 2002. V. 249. P. 39.
406. Layadi A., Ciarallo F.W., Artman J.O. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. P. 3642.
407. Lederer P.G. An Introduction to Radar Absorbent Materials. Malvern: Royal Signals and Radar Establishment, 1986.
408. Ledieu M., Acher O. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 258−259. P. 144.
409. Lee C.C., Cheng Y.Y., Chang H. Y., Chen D.H. // J. Alloys Compounds. 2009. V. 480. P. 674.
410. Lefranqois S., Pasquet D., Maze-Merceur G. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1996. V. 44. N. 9. P. 1557.
411. Li B.W., Shen Y., Yue Z.X., Nan C.W. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. Art. no. 123909.
412. Li D., Choi C.J., Han Z., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 4081.
413. Li H.G., Zhang X.D., Hao D.M., et al. // Thin Solid Films. 2008 . V. 516. P. 3217.
414. Li J.G., Huang J.J., Qin Y., Ma F. // Mat. Sci. Eng. B. 2007. V. 138. P. 199.
415. Li M., Feteira A., Sinclair D.C., West A.R. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. Art. no. 132911.
416. Li M.H., Yang H.L., Hou X.W. // PIER. 2010. V. 108. P. 37.
417. Li Z.W., Chen L.F., Ong C.K. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 5918.
418. Li Z.W., Lin G.Q., Chen L.F., et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. Art. no. 063905.
419. Li Z.W., Wu Y.P, Lin G.Q. // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. Art. no. 083908.
420. Li Z.W., Wu Y.P., Lin G.Q., Tao L. // IEEE Trans Magn. 2006. V. 42. P. 3365.
421. Li Z.W., Yang Z.H., Kong L.B. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. Art. no. 092507.
422. Lian L.X., Deng L.J., Han M., et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. Art. no. 09M520.
423. Liao S.B. Ferromagnetic Physics. – Science, Bejing: 2000. V. 3. P. 17.
424. Liao S.B., Yin G.J. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 2480.
425. Lichtenecker K. // Physikal. Z. 1926. V. 27. P. 115.

426. Lim K.M., Kim M.C., Lee K.A., Park C.G. // IEEE Trans. Magn. 2003. V. 39. P. 1836.
427. Lima U.R., Nasar M.C., Nasar R.S., et al. // J. Magn. Magn. Mater., 2008. V. 320. P. 1666.
428. Lin G.Q., Li Z.W., Chen L.F., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 305. P. 291.
429. Lin G.Q., Wu Y.P., Li Z.W. // IEEE Trans Magn. 2006. V. 42. P. 3326.
430. Liu C.M., De Lisio M.P., Moussessian A., Rutledge D.B. // IEEE Trans. 1998. V. 46. P. 769.
431. Liu J.R., Itoh M., Jiang J.Z., Machida K. // J. Magn. Magn. Mater. V. 271. P. L147.
432. Liu L., He P.G., Zhou K.C., Chen T.F. // AIP Advances. 2013. V. 3. Art. no. 082112.
433. Liu L., Kong L.B., Lin G.Q., et al. // IEEE Trans. Magn. 2008. V. 44. P. 3119.
434. Liu L., Matitsine S., Huang R.F., Tang C.B. // Metamaterials. 2011. V. 5. P. 36.
435. Liu L., Matitsine S.M, Gan Y.B., et al. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. Art. no. 094106.
436. Liu L., Matitsine S.M., Gan Y.B., Rozanov K.N. // Electromagnetics. 2005. V. 25. P. 69.
437. Liu L., Matitsine S.M., Gan Y.B., Rozanov K.N. // J. Appl. Phys. 2005. V. 98. Art. no. 063512.
438. Liu L., Rozanov K. N., Abshinova M. // Appl. Phys. A. 2013. V. 110. P. 275.
439. Liu Y., Chen L.F., Tan C.Y., et. al. // Rev. Sci. Instr. 2005. V. 76. Art. no. 063911.
440. Liu Y., Liu Z.W., Tan C.Y., *et al.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. Art. no. 093912.
441. Liu Z.W., Liu Y., Ma Y. G., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 313. P. 37.
442. Liu Z.W., Liu Y., Yan L., et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. Art. no. 043903.
443. Liu Z.W., Phua L.X., Liu Y., Ong C.K. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. Art. no. 093902.
444. Lomayeva S.F., Maratkanova A.N., Rozanov K.N., et al. // Solid St. Phenomena. 2012. V. 190. P. 585.
445. Looyenga H. // Physica. 1965. V. 31. P. 401.
446. Lu B., Dong X.L., Huang H., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2008. V. 320. P. 1106.
447. Lu J.F., Qian J., Wang X.G. // 2002 IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Symp., Jun 16–21, 2002. V.2. P. 366.
448. Lubitz P., Rachford F.Z. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 7613.
449. Lucarini V., Saarinen J.J., Peiponen K.E., Vartiainen E.M. Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005.
450. Ludwig A., Tewes M., Glasmachers S., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 242–245. P. 1126.
451. Luebbers R., Langston H.S., Hunsberger F., et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1995. V. 43. P. 123.
452. Luukkonen O., Simovski C., Granet G., et al // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2008. V. 56. P. 1624.
453. Ma F., Qin Y., Li Y.Z. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. Art. no. 202507.
454. Mahan G. D., Obermair G. // Phys. Rev. 1969. V. 183. № 3. P. 834.
455. Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Garcia C., et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. Art. no. 064205.
456. Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. Art. no. 144424.
457. Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J., Sarychev A.K. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. Art. no. 134205.
458. Malliavin M.J., Acher O., Boscher C., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 196–197. P. 420.
459. Mantese J.V., Michell A.L., Dungan D.F., et al. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 1655.
460. Marty A., Samson Y., Gilles B., et al. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 5472.
461. Mason S.J. // Proc. IRE. 1953. V. 41. P. 1144.
462. Matitsine S.M., Hock K.M., Liu L., et al. // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 1146.
463. Matitsine S.M., Liu L., Chen L.F., et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. Art. no. 016101.
464. Matous K., Dvorak G.I. // IEEE Trans. Magn. 2003. V. 39. P. 1827.
465. Matsumoto M., Miyata Y. // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33. P. 4459.
466. Mattei J.L., Le Floc'h M. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 257. P. 335.
467. Mattson R.H. // IRE Trans. Electron Devices. 1961. V. 8. P. 386.
468. Matytsin S.M., Rozanov K.N., Simonov N.A. / In: IMTC 1996 Proc., Brussels, Belgium, June 4–6 1996. P. 987.
469. Maxwell Garnett J.C. // Phys. Trans. Roy. Soc. 1904. V. 203A. P. 385.
470. McFarlane G.G. Radar camouflage research and development by the Germans / Tech. Report: T.1905, M/99, TRB, 1945.
471. McLachlan D.S., Priou A., Chenerie I., et al. // J. Electromagn. Waves Appl. 1992. V. 6. P. 1099.
472. Merrill W.M., Diaz R.E., Lore M.M., et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1999. V. 47. P. 142.
473. Meshram M.R., Agrawal N.K., Sinha B., et al. // J. Mater. Sci. 2002. V. 25. P. 169.
474. Mias C. // Electron. Lett. 2003. V. 39. . 847.
475. Micheli D., Pastore R., Apollo C., et al. // IEEE Trans. Microw. Theory Technol. 2011. V. 59. P. 2633.
476. Michielssen E, Sajer JM, Ranjithan S, et al. // EEE Trans Microw. Theor. Techn. 1993. V. 41. P. 1024.
477. Miltenberger B., Labrede J. US Patent 5047296, Sep. 10, 1991.
478. Milton G.W. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. P. 300.
479. Milton G.W. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 5286.
480. Milton G.W., Eyre D.J., Mantese J.V. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3062.

481. Misra D.K. / In: Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook, CRC Press/IEEE Press, 2000. Ch. 46, pp. 46-1–46-12.
482. Miyasaka K., Watanabe K., Jojima E., et al. // J. Mater. Sci. 1982. V. 17. P. 1610–1616.
483. Miyata Y., Matsumoto M. // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33. P. 3427.
484. Moraitakis E., Kompotiatis L., Pissas M., Niarchos D. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 222. P. 168.
485. Morales C., Dewdney J., Pal S., et al. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2011. V. 59. P. 302.
486. Morikawa T., Suzuki M., Taga Y. // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 38. P. 718–721.
487. Morishita H. // Proc. IWAT 2008. Chiba, Japan, 2008. P. 28.
488. Mossalei H., Sarabandi K. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2007. V. 55. P. 45.
489. Munk B.A. Frequency Selective Surface. Wiley-Interscience Publication, 2000. P. 393
490. Munk B.A., Munk P., Pryor J. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2007. V. 55. P. 186.
491. Musal H.M., Hahn H.T., Bush G.G. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 3768.
492. Musal H.M., Hanh H.T. // IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 3851.
493. Musil J., Zasek F. Microwave Measurements of Complex Permittivity by Free-Space Methods and Their Application. – NY: Elseiver, 1986. – 276 p.
494. Naito Y., Suetake K. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1971. V. 19. P. 65.
495. Nakamura T. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 348.
496. Nakamura T., Hatakeyama K. // IEEE Trans. Magn. 2000. V. 36. P. 3415.
497. Nakamushi, K., Shimizu O., Yoshida S. // IEEE Trans. J. Magn. Jpn.1993. V. 8. P. 340.
498. Narayan C.P. Antennas and Propagation. – NY: Technical Publications, 2007. – 298 p.
499. Neelanta P.S., Abello J., Gu C. // IEEE Trans. Microw. Theor. Techn. 1992. V. 40. P. 1028.
500. Neo C.P., Varadan V.K. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 2004. V. 46. P. 102.
501. Neo C.P., Varadan V.K. // Smart Mater. Struct. 2001. V. 10. P. 1107.
502. Neo C.P., Yang Y., Ding J. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. Art. no. 083906.
503. Neo C.P., Zhang Y.J., Koh W.J., et al. // IEEE Microw. Wireless Comp. Lett. 2003. V. 13. P. 24.
504. Ni W., Kim J., Kan E.C., // IEEE Trans. Magn. 2006. V. 42. P. 2827.
505. Niamien C., Collardey S., Sharaiha A., et al. //IEEE Antennas Wireless Propagat. Lett. 2011. V. 10. P. 63.
506. Nicolson A.M., Ross G.F. // IEEE Trans. Instr. Meas. 1970. V. 19. P. 377.
507. Nikawa Y., Chino M., Kitahata S., Kurata K. US Patent 5952953, Sep. 14, 1999.
508. Nordwall B.D. // Aviation Week & Space Technology. 1999, Sept. 6. P. 44, 69.
509. Oikonomou A., Giannakopoulou T., Litsardakis G. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 316. P. e827.
510. Okoniewski M., Mrozowski M., Stuchly M.A. // IEEE Microw. Guided Wave Lett., 1997. V. 7. P. 121.
511. Ono H., Ito T., Yoshida S., et al. // IEEE Trans. 2004. V. 40. P. 2853.
512. Osipov A.V., Rozanov K.N., Simonov N.A., Starostenko S.N.//J. Phys.:Condens.Matter.2002. V.14. P.9507.
513. Pain D., Ledieu M., Acher O., et al. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 5151.
514. Pan C. // IEEE Trans. Signal Process. 2001. V. 49. N. 2. P. 444.
515. Pang H., Fan M., He Z.F. // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. P. 2492.
516. Panina L.V., Antonov A.S., Sarychev A.K., et al. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 6365.
517. Panina L.V., Grigorenko A.N., Makhnovskiy D.P. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. Art. no. 155411.
518. Papoulias S.A., Seiwatz H. US Patent 5147718, 15 Sep. 1992.
519. Paquay M., Iriarte J.C., Ederra, I., et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2007. V. 55. P. 3630.
520. Pasquale M., Coisson M., Perero S., Lim S.H. // IEEE Trans. Magn. 2005. V. 41. P. 3508.
521. Paterson J.H., Devine R., Phelps A.D.R. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 196−197. P. 394.
522. Patil S., Lagashetty A., Koppalkar A., Kalyane S., // Int. J. Sci. Environment and Technol. 2012. V.1, P. 402.
523. Patton C.E. // Phys. Rev. 1969. V. 179. P. 352.
524. Pendry J.B. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3966.
525. Pendry J.B., O'Brien S. // J. Phys.: Condens. Matter. 2002. V. 14. P. 7409.
526. Perrin G., Acher O., Peuzin J. C., Vucadinovich N. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. V. 157/158. P. 289.
527. Pesque J.J., Bouche D.P., Mittra R. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1992. V. 40. P. 1789.
528. Peterman D.J. US Patent 6486822, 26 Nov. 2002.
529. Petrov R.V., Tatarenko A.S., Pandey S., et al. // Electron. Lett. 2008. V. 44. P 506.
530. Petrov V.M., Gagulin V.V. // Inorganic Mater. 2001. V. 37. P. 93.
531. Phuoc N.N., Chai G.Z., Ong C. K., // J. Appl. Phys. 2012. V.112. Art. no. 083925.
532. Phuoc N.N., Hung L.T., Ong C.K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. Art. no. 255001.
533. Phuoc N.N., Xu F., Ong C. K. // J. Appl. Phys., 2009. V. 105. Art. no. 113926.
534. Pinho M.S., Gregori M.L., Carvalho A.S., et al. // Microw. Opt. Techn. Lett. 2002. V. 32. P. 325.
535. Pinho M.S., Gregori M.L., Nunes R.C.R., Soares B.G. // Eur. Polymer J. 2002. V. 38. P. 2321.
536. Pitman K.C., Lindley M.W., Simkin D., Cooper J.F. // IEE Proc. F – Radar and Signal Processing. 1991. V. 138. P. 223–228.

537. Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M. // J. Nonlin. Opt. Phys. Mater. 2002 V. 11. P. 65.
538. Polder D., Smit J. // Rev. Mod. Phys. 1953. V. 25. P. 89.
539. Polder D., van Santen J.H. // Physica. 1946. V. 12. No. 5. Pp. 257–271.
540. Pottel P. // Z. Angewandte Physik. 1959. V. 11. P. 46.
541. Priou A. / In: Smart Structures and Materials: Implications for Military Aircraft of New Generation. AGARD Lecture Series. 1996. V. 205. P. 11.1–11.4.
542. Pu M.B., Wang M., Hu C.G., et al. // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 25513.
543. Pues H.F., van de Capelle A.R. // IEEE Trans. Antenn. Propagat. 1989. V. 37. P. 1345.
544. Qiao L., Wen F.S., Wei J.Q., et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. no. 063903.
545. Qin F. X., Pankratov N., Peng H. X., et al. // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. Art. no. 09A314.
546. Qin F.X., Brosseau C., Peng H.X., et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. Art. no. 192903.
547. Qin G.W., Pei W.L., Ren Y.P., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 4057−4062.
548. Queffelec P., Le Floc'h M., Gelin P. // IEEE Trans. Instr. Meas. 1998. V. 47. P. 956.
549. Radkovskaya A., Perov N., Sivov A., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 258–259. P. 57.
550. Raicu V. // Phys. Rev. E. 1999. V. 64. N. 4. P. 4677.
551. Raj C., Rao G., Jayasree P., et al. // J. Electromagn. Analysis Applicat. 2010. V. 2. P. 318.
552. Ramesh M., Ren E.W., Artman J.O., Kryder M.H. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 5483.
553. Ramprasad R., Zurcher P., Petras M., et al. // J. Appl. Phys. 2004. V. 96. P. 519.
554. Ramprech J. and Sjoberg D. // PIER. 2007. V. 75. P. 85.
555. Randa J., Wiatr W., Billinger R.L. // IEEE Trans. Microw. Theor. Techn. 1999. V. 47. P. 2613.
556. Rantschler J. Ding Y.F., Byeon S.C., Alexander C. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 6671.
557. Rantschler J. O., Alexander C. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 6665.
558. Reynet O., Acher O. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 1198.
559. Reynet O., Adenot A.L., Deprot S., Acher O. // Phys. Rev. B. 2002. V.66. Art. no. 094412.
560. Reynolds J.A., Hough J.M. // Proc. Phys. Soc. B 1957. V. 70. P. 769−775.
561. Rim K.S., Yun, B.I. // Adv. Computat. Math. 2013. V. 38. P. 683.
562. Rivadulla F., Hueso L.E., Jardon C., *et al.* //J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 196−197. P. 470.
563. Roberts S., von Hippel A. // J. Appl. Phys. 1948. V. 17. P. 610.
564. Robinson J., Rahmat- Samii Y. // IEEE Trans. Antenna Propagat. 2004. V. 52. P. 397.
565. Robinson M.P., Clegg J. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 2005. V. 47. P. 399.
566. Rozanov K.N. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2000. V. 48. P. 1230.
567. Rozanov K.N., Iakubov I.T., Lagarkov A.N., et al. // MSMW'07 Symp. Proc. Kharkov, Ukraine, 2007. P. 168.
568. Rozanov K.N., Koledintseva M.Y. // J. Appl. Phys. 2016. V. 119. Art. no. 073901.
569. Rozanov K.N., Koledintseva M.Y. // Proc. IEEE Symp. EMC. Pittsburgh, USA, 2012. P. 422.
570. Rozanov K.N., Koledintseva M.Y., Drewniak J.L. // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. P. 1063.
571. Rozanov K.N., Koledintseva M.Y., Yelsukov E.P. / In: Composites and Their Properties, Ed. by Ning Hu. Rijeka, Croatia: InTech, 2012. P. 331.
572. Rozanov K.N., Li Z.W., Chen L.F., Koledintseva M.Y. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. Art. no. 013905.
573. Rozanov K.N., Luchkov A.B. // Proc. ICEAA'2005. Torino, Italy, 2005. P. 733.
574. Rozanov K.N., Osipov A.V., Petrov D.A., et al. // Proc. of Symp. R, ICMAT. Singapore, 2007. P. 59.
575. Rozanov K.N., Osipov A.V., Petrov D.A., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 738.
576. Rozanov K.N., Starostenko S.N. // The Eur. Phys. J. – Appl. Phys. 1999. V. 8. P. 147.
577. Ruan S.P., Xu B.K., Suo H., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 212. P. 175.
578. Ruck G., Barrick D.E., Stuart W.D., Krichbaum C.K. / Radar Cross Section Handbook. – NY: Plenum Press, 1970. V. 2. Ch. 8.
579. Rumiantsev A., Ridler N. // IEEE Microw. J. June 2008. P. 86.
580. Saddow S.E., Thedrez B.J., Lee C.H. // IEEE Microw. Guided Waves Lett. 1993. V. 3. P. 361.
581. Saito K. // IEEE Trans. Magn.1990. V. 26. P. 2942.
582. Salisbury W.W. US Patent 2599944, June 10, 1952.
583. Samsonova V.V., Sboychakov A.O. // J. Magn. Magn. Mater. 209. V. 321. P. 2707.
584. Sareni B., Krahenbuhl L., Beroual A., Brosseau C. // J. Appl. Phys. 1996. V. 80. P. 1688−1696.
585. Saville P. A review of optimisation techniques for layered radar absorbing materials. – Montreal, Canada: Atlantic, 2004. – 38 p.
586. Saville P. Review of Radar Absorbing Materials. – Montreal: Defence R&D Canada, 2005. – 62 p.
587. Schade H.A. Schornsteinfeger. US tech. mission to Europe // Tech. Report: 90-45 AD-47746, 1945.
588. Scheck C., Cheng L., Barsukov I., et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. Art. no. 117601.
589. Schloemann E.F. // IEEE Trans. Magn. 1998. V. 34. P. 3830.
590. Schoenstein F., Aublanc P., Pages H., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 292. P. 201.

591. Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., et al. // Science. 2006. V. 314. P. 977.
592. Sebastian T., Clavijo S.A., Diaz R.E. // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. Art. no. 033906.
593. Seemann K., Leiste H., Bekker V. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 302. P. 321.
594. Severin H. // IRE Trans. Antennas Propagat. 1956. V. 4. P . 385.
595. Sha Y., Jose K.A., Neo C.P., Varadan V.K. // Microw. Opt. Technol. Lett. 2002. V. 32. P. 245.
596. Shardivov I.V., Kozyrev A.B., Weide D., Kivshar Y.S. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. Art. no. 161903.
597. Sheng P. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 60−63.
598. Shimada Y., Numazawa J., Yoneda Y., Hosono A. // IEEE Trans. J. Magn. Japan. 1991. V. 6. P. 987.
599. Shimba K., Tezuka N., Sugimoto S. // Mat. Sci. Eng. B. 2012. V. 177. N. 2. P. 251–256.
600. Shin D.H., Kim C.S., Jeong J.H., et al. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 5852.
601. Shin J.Y., Oh J.H. // IEEE Trans. Magn. 1993. V. 29. P. 3437.
602. Sievenpiper D., Schaffner J., Loo R, et al. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2002. V. 50. P. 384.
603. Sievenpiper D., Zhang L., Broas R. et al. // IEEE Trans Microw. Theor. Techn. 1999. V. 47. P. 2059.
604. Sihvola A.H. Electromagnetic Mixing Formulas and Applications. – L.: IEE Publishing,1999. – 284p.
605. Simms S., Fusco V. // Electron. Lett. 2005. V. 41. P. 1197.
606. Simms S., Fusco V. // Electron. Lett. 2006. V. 42. P. 1989.
607. Simonov N.A. // Proc. of Bianisotropics'2000, 8th Int. Conf. on Electromagnetics of Complex Media. Lisbon, 2000. P. 411.
608. Simovski C.R., Popov M., He S. L. Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 13718.
609. Sin K., Wang C.T., Wang S.X., Clemens B.M. // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 4507.
610. Singh P., Babbar V. K., Razdan A., et al. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 4362.
611. Smit J., Beljers H.G. // Phillips. Res. Rep. 1955. V. 10. P. 113.
612. Smit J., Verweel J. Ferrites at radio frequencies. – NY: McGraw-Hill, 1971. – 316 p.
613. Smith F.C., Gupta R. // Electron. Lett. 2003. V. 39. P. 967.
614. Snoek J.L. // Physica. 1948. V. 14. P. 207.
615. Sohn J., Han S.H., Yamaguchi M., Lim S.H. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. Art. no. 103501.
616. Song Y., Noh T.W., Lee S.I., Gaines J.R. // Phys. Rev B. 1986. V. 33. P. 904.
617. Spanoudaki A., Pelster R. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. Art. no. 064205.
618. Srivastava R.K., Narayanan T.N., Mary A. P.R., et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. Art. no. 113116.
619. Starke T.K.H., Johnston C., Hill S., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 1305.
620. Starostenko S.N., Rozanov K.N. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 3049.
621. Starostenko S.N., Rozanov K.N. // PIER C. 2009. V. 8. P. 43.
622. Starostenko S.N., Rozanov K.N. // PIER. 2009. V. 99. P. 405.
623. Starostenko S.N., Rozanov K.N., Osipov A. V. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 298, P. 56.
624. Starostenko S.N., Rozanov K.N., Osipov A.V. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. no. 07E914.
625. Starostenko S.N., Rozanov K.N., Osipov A.V. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 300. P. e70.
626. Starostenko S.N., Vinogradov A.P. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2002. V. 51. P. 125.
627. Stergiou C., Eleftheriou E., Zaspalis V. // IEEE Trans. Magn. 2012. V. 48. P. 1497.
628. Stergiou C.A., Litsardakis G. // J. Magn. Magn. Mater. 2016. V. 405. P. 54.
629. Stinnett S.M., Doyle W.D., Flanders P.J., Dawson C. // IEEE Trans. Magn. 1998. V. 34. P. 1828.
630. Straley J.P. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. P. 5733.
631. Stroud D., Phys. Rev. B. 1975. V. 12. P. 3368.
632. Sun C.H., Min W.L., Linn N.C., et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. Art. no. 231105.
633. Suran G., Ounadjela K., Machizaud F. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61/ P. 3658.
634. Taffary, T., Autisser D., Boust F., Pascard H. // IEEE Trans. Magn.1998. V. 34. P. 1384.
635. Takezawa M., Kikuchi H., Ishiyama K., et al. // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33. P. 3400.
636. Tang X., Tian Q., Zhao B., Hu K. // Mater. Sci. Eng. A. 2007. V. 445–446. P. 135.
637. Taylor G.F. // Phys. Rev. 1924. V. 23. P. 655.
638. Tennant A., Chambers B. // Proc. 2005 IEEE APS Int. Symp. Washington, USA, 2005. V. 4a. P. 489.
639. Tennant A., Chambers B. // Electron. Lett. 2003. V. 39. P. 121.
640. Tennant A., Chambers B. // Smart Materials Structures. 2004. V. 13. P. 122.
641. Terada M., Itoh M., Liu J.R., Machida K. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 1209. [x134]
642. The Schornsteinfeger Project. CIOS Report XXVI-24. 1945. Режим доступа: http://www.cdvandt.org/cios_xxvi-24.htm.
643. Theiss W. // Thin Solid Films. 1996. V. 276. P. 7.
644. Thiaville A., Vukadinovic N., Acher O. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. Art. no. 214404.
645. Timmerman A.T. US Patent 2026535, 2000.
646. Toneguzzo P., Viau G., Acher O., et al. // J. Mater. Sci. 2000. V. 35. P. 3767.
647. Torquato S., Hyun S. // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. Pp. 1725–1729.

648. Torrejon J., Adenot-Engelvin A.L., Bertin F., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 1227.
649. Torrejon J., Thiaville A., Adenot-Engelvin A.L., Vazquez M. // J. Magn. Magn. Mater. 2013. V. 333. P. 144.
650. Tretyakov S.A., Kharina T.G. // Electromagnetics. 2000. V. 20. P. 155.
651. Tretyakov S.A., Kharina T.G. Electromagn. Lab. Report 287. – Helsinki: Helsinki Univ. of Technology, 1999. – 52 p.
652. Tretyakov S.A., Kharina T.G., Maslovski S.I., et al. // Proc. Int. Conf. Electromagn. Adv. Appl. (ICEAA'99). Torino, Italy, 1999. P. 35.
653. Tretyakov S.A., Maslovski S., Belov P.A. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 2003. V. 51. P. 2652.
654. Tsutaoka T. // J Appl. Phys. 2003. V. 93. N. 5, P. 2789.
655. Tuncer E., Belattar J., Achour M.E., et al. / In: Advances in Composite Materials for Medicine and Nanotechnology, Ed. Nattaf, B. – Vienna: InTech, 2011. P. 535.
656. Usov N.A., Antonov A.S., Lagarkov A.N. // J. Magn. Magn. Mater. 1998. V. 185. P. 159.
657. Valenzuela A.Q., Fernandez F.A. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1993. V. 44. P. 822.
658. van de Riet E., Roozeboom F. // J. Appl. Phys.1997. V. 81. P. 350.
659. Vanzura E.J., Baker-Jarvis J.R., Grosvenor J.H., Janezic M.D. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1994. V. 42. P. 2063.
660. Varadan V.V. / 2007 IEEE Region 5 Technical Conference. Fayetteville, USA, 2007. P. 105.
661. Vazquez M., Zhukov A. // J. Magn. and Magn. Mater. 1996. V. 160. P. 223.
662. Verweel J. / In: Magnetic Properties of Materials, ed. by J. Smit. – NY: McGraw Hill, 1971. P. 101.
663. Viala B., Royet A.S., Cuchet R., et al. // IEEE Trans. Magn. 2004. V. 40.P. 1999.
664. Viegas A.D.C., Santi L., Correa M.A., et al. // Phys. B – Condens. Matter. 2006. V. 384. P. 271.
665. Vincent D., Rouiller T., Simovsky C., et al. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2005. V. 53. P. 1174.
666. Vinogradov A.P., Dmitriev Y.N., Romanenko V.E. // Electromagnetics/ 1997. V. 17. P. 563.
667. Vinoy KJ., Jha K.M. Radar absorbing materials. – Boston–Dodrecht–London: Kluwer, 1996. – 208 p.
668. Visser E.G., Johnson M.T. // J. Magn. Magn. Mater. 1991. V. 101. P. 143.
669. Vittoria C. Microwave properties of magnetic films. – Singapore: World Scientific. 1993. – 238 p.
670. Vorgul I.Y. // Proc. PIERS'98. Nantes, France, 1998. P. 229.
671. Vroubel M., Zhuang Y., Rejaei B., Burghartz J. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 258–259. P. 167.
672. Vucadinovic N., Vacus O., Labrune M., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2817.
673. Vukadinovic N., Ben Youseff J., Le Gall H. // J. Magn. Magn. Mater.1995. V. 150. P.213.
674. Vukadinovic N., Labrune M., Ben Youssef J., et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. Art. no. 054403.
675. Wait J.R. // Appl. Sci. Res. B. 1955. V. 4. P. 393.
676. Wallace J.L. // IEEE Trans. Magn. 1993. V. 29. P. 4209.
677. Walser R.M, Win W., Valanju P.M. // IEEE Trans. Magn. 1998. V. 34. P. 1390.
678. Walser R.M., Hach R.J. US Patent 3540047, Nov. 10, 1970.
679. Wang J., Qu S., Xu Z., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 2805.
680. Wang P.S., Zhang H.Q., Divan R., Hoffmann A. // IEEE Trans. Magn. 2009. V. 45. P. 71.
681. Watanabe S., Sasagawa T, Hashimoto O., Saito T. // Proc. 37th Eur. Microw. Conf., Munich, Germany, 2007. P. 218.
682. Watts C.M.; Liu X.L.; Padilla W.J. // Adv. Mater. 2012. V. 24. P. OP98.
683. Watts P.C.P., Ponnampalam D.R., Hsu W.K., et al. // Chem. Phys. Lett. 2003. V. 378. P. 609.
684. Wei J., Liu J.H., Li S.M. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 312. P. 414.
685. Wei S., Li R., Chen L., Yao J. // Adv. Mater. Research. 2013. V. 602–604. P. 835.
686. Weile D.S., Michielssen E., Goldberg D.E. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. 1996. V. 38. P. 518.
687. Weir W.R. // Proc. IEEE. 1974. V. 62. P. 33.
688. Wen B., Zhao J.J., Duan Y.P., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 1960.
689. Wesch L. UK Patent 3315261, 1967.
690. Wiatr W. // Proc. MIKON 1998. Krakow, Poland, 1998. V. 2. P. 363.
691. Wiedmann F., Huyart B., Bergeault E., Jallet L. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1999. V. 48. N. 5. P. 927.
692. Wiener O. // Abh. Math. – Physichen Klasse Konigl. Sacsh. Gesel. Wissen. 1912. V. 32. P. 509.
693. Williams H.J., Bozorth R.M., Shockley W. // Phys. Rev. 1949. V. 75. P 155.
694. Williams J. // Microw. J. 1991. № 3. P. 74.
695. Wilson S.B. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 1988. V. 36. P. 752.
696. Wu J.H., Kong L.B. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 4956.
697. Wu H., Gardner D.S., Xu W., Yu H.B.// IEEE Trans. Magn. 2012. V.48. P. 4123.
698. Wu L.J., Wu J.M. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. Art. no. 132909.
699. Wu L.Z., Ding J., Jiang H. B., et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. Art. no. 083905.
700. Wu L.Z., Ding J., Jiang H.B., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 285. P. 233–239.
701. Wu L.Z., Ding J., Neo C. P., et al. // Phys. Stat. Sol. (a) 2007. V. 204. P. 755.

702. Wu M., He H., Zhao Z., Yao X. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 1069.
703. Wu M., Yao X., Zhang L. // Meas. Sci. Technol.. 2000. V. 11. Pp. 1617.
704. Wu M., Zhang H., Yao X., Zhang L. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 889.
705. Wu M.Z., He H.H., Zhao Z.S., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 2927.
706. Wu M.Z., He H.H., Zhao Z.S., and Yao, H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 33. P. 2398.
707. Wu M.Z., Zhang H.J., Yao X., Zhang L.Y. // J.Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 889.
708. Wu M.Z., Zhang Y.D., Hui S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 4404.
709. Wu R.X., Zhang X.K., Lin Z.F., et al. // J. Magn. Mag. Mater. 2004. V. 271. P. 180.
710. Wu Y.Q., Tang Z.X., Xu Y.H., et al. // IEEE Trans. Magn. 2010. V. 46. P. 886.
711. Xu Y., Bosisio R.G. // J. Electromagn. Waves Appl. 1992. V. 16. P. 1247.
712. Xu Z.X., Lin W.G., Kong L.D. // PIER. 2007. V. 69. P. 117.
713. Yabukami S., Yamaguchi M., Arai K.I., et al. // Proc. 1999 IEEE Conf. Magnetics. Kyongju, Korea, 1999. P. AQ-02.
714. Yabukami S., Yamaguchi M., Arai K.I., et al. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 15.
715. Yamada T., Ueda T., and Kitayama T. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53/ Pp. 4328−4332.
716. Yamaguchi M., Baba M., Arai K.I. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2001. V. 49. P. 2331.
717. Yamaguchi M., Miyazawa Y., Kaminishi K., Arai K.I. // Trans. Magn. Soc. Japan. 2003. V. 3. P. 137.
718. Yamaguchi M., Miyazawa Y., Kaminishi K., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 268. P. 170.
719. Yamaguchi M., Suezawa K., Takahashi Y., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 215–216. P. 807.
720. Yamaguchi M., Yabukami S., Arai K.I. // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33. P. 4044.
721. Yang A., Imrane H., Lou J., et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. Art. no. 07E736.
722. Yang Y., Zhang B.S., Xu W.D., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2003. V. 265 P. 119.
723. Yao P.J., Liang Z.X., Jiang X.Y. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. Art. no. 031111.
724. Yi P., Gan Y. // Acta Aeronautica et Astronautica Sinica. 1991. V. 12. P. B655.
725. Yoshida S., Ando S., Shimada Y., et al. // J Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 6659.
726. Yoshida S., Ono H., Ando S., et al. // IEEE Trans Magn. 2001. V. 37. P. 2401.
727. Youla D.C. // IRE Trans. Circuit Theory. 1960. V. 7. Sp. Supplement. P. 50.
728. Youngs I.J., Treen A.S., Fixter G., and Holden S. // IEE Proc. Sci. Meas. Technol. 2002. V. 149. P. 323.
729. Yousefi L., Attia H., Ramahi O.M. // PIER. 2009. V. 90. P. 1.
730. Youssef J.B., Vukadinovic N., Billet D., Labrune M. // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. Art. no. 174402.
731. Yu M., Li X., Gong R., et al. // J. Alloys Compounds. 2008. V. 456. P. 452.
732. Yuan X.J., Wang H.G., Hou G.L., et al. // IEEE Trans. Magn. 2006. V. 42. P. 2115.
733. Zezyulina P.A., Iakubov I.T., Lagarkov A.N., et al. // IEEE Magn. Lett. 2016. V. 7. Art. no. 3505804.
734. Zhang B.S., Lu G., Feng Y., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 299. P. 205.
735. Zhang H.B., Zhou P.H., Lu H.P., et al. // El. Lett. 2012. V. 48. P. 435.
736. Zhang J., Koledintseva M.Y., Pommerenke D.J., et al. // Proc. 2006 IMTC. Sorrento, Italy, 2006. P. 462.
737. Zhang J.W., Yan C., Liu S.J., et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. Art. no. 233104.
738. Zhang L., Deng L.J., Zhou P.H. //. J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 312. P. 224.
739. Zhang L., Zhu Z.W., Kuang R.X., et al. // J. Inorganic Mater. 2010. V. 25. P. 1150.
740. Zhang R., Barnes A., Ford K.L., et al. // J. Materials Chemistry. 2003. V. 13. P. 16.
741. Zhang X.F., Dong X.L., Huang H., et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. Art. no. 053115.
742. Zhang X.F., Dong X.L., Huang H., et al. // J. Phys. D − Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 5383.
743. Zhang X.K., Ekiert T., Unruh K.M., et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. Art. no. 08M914.
744. Zhang Y., Mittra R., Wang B.Z, Huang N.T. // Electron. Lett. 2009. V. 45. N 10. P. 484.
745. Zhao D.L., Lv Q., Shen Z.M. // J. Alloys Compounds. 2009. V. 480. P. 634.
746. Zhao H.G., Zhou J., Zhao Q., et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. Art. no. 131107.
747. Zhou P.H., Deng L.J. // IEEE Trans. Magn. 2009. V. 45. P. 663.
748. Zhou P.H., Deng L.J., Xie J.L., et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 292. P. 325.
749. Zhou P.H., Liu T., Xie J.L., Deng L.J. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111, Art. no. 113912.
750. Zhu N.H., Qian C., Wang Y.L., et al. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2003. V. 51. P. 2000.
751. Zhukova V., Ipatov M., Zhukov A. // Sensors. 2009. V. 9. P. 9216.
752. Ziolkowski R. W., Auzanneau F. // J. Apply Phys. 1997. V. 82. P. 3195.
753. Zivkovic I., Murk A. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. Art. no. 114104.
754. Zou P., Yu W., Bain J.A. // IEEE Trans. Magn. 2002. V. 38. P. 3501.