

ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ MICRO- AND NANOSYSTEM TECHNIQUE ELEMENTS

УДК 621.382.2/.3

И. А. Обухов, д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., i_obukhov@systemres.ru

НПП "Системные Ресурсы", Московская область,

Е. А. Смирнова, аспирант, el_smirnova@systemres.ru

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

НАНОПРОВОД КАК АКТИВНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ГЕНЕРАТОРА СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

Поступила в редакцию 14.03.2016 г.

Теоретически исследована возможность использования нанопровода в качестве активного элемента твердотельного генератора электромагнитного излучения терагерцевого диапазона частот (300...3000 ГГц). Показано, что применение матриц нанопроводов из антиmonyда индия с полупроводниковыми контактами позволяет, в принципе, получить плотность мощности излучения до 100 Вт/см².

Ключевые слова: нанопровод, терагерцевое излучение, СВЧ излучение, генератор, релаксационная неустойчивость

Введение

В работе [1] показано, что при определенных условиях в контактных областях нанопровода могут возникнуть релаксационная неустойчивость и затухающие осцилляции концентрации электронов. Оба эти явления имеют пороговый характер и возможны только в том случае, если подвижности электронов в контактах и проводящем канале нанопровода различны. Положим, что подвижность электронов в проводящем канале нанопровода μ_{ch} больше их подвижностей в эмиттерном контакте μ_e и коллекторном контакте μ_c . Тогда при положительном смещении между коллектором и эмиттером релаксационная неустойчивость может возникнуть в коллекторном контакте, а осцилляции концентрации электронов — в эмиттерном контакте.

Релаксационная неустойчивость развивается, если плотность тока в нанопроводе превышает пороговое значение

$$j_{ins} = \mu_c n(x_{jc}) (2\Theta/L_{relc}(x_{jc})) \times \\ \times (1 + (\pi L_{relc}(x_{jc})/2L_c)^2 (1 - \mu_c/\mu_{ch})^{-1}), \quad (1)$$

где n — концентрация электронов; x_{jc} — координата условного перехода между проводящим каналом нанопровода и коллекторным контактом;

$$\Theta = k_B T,$$

k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура;

$$L_{relc} = (\hbar \sigma_{ch} \sigma_c / e n (\sigma_{ch} + \sigma_c))^{1/2}$$

— длина релаксации неравновесных электронов в коллекторе; \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π ; e — заряд электрона; σ_{ch} и σ_c — проводимости электронов в проводящем канале и коллекторном контакте нанопровода; L_c — длина коллектора.

В соответствии с формулой (1) величину

$$E_{ins} = (2\Theta/eL_{relc})(1 + (\pi L_{relc}/2L_c)^2)(1 - \mu_c/\mu_{ch})^{-1},$$

можно интерпретировать как напряженность порогового поля.

Причиной возникновения релаксационной неустойчивости является слишком большая при $j > j_{ins}$ скорость неравновесных электронов, попадающих из проводящего канала нанопровода в коллекторный контакт. Эти электроны не успевают релаксировать к состоянию термодинамического равновесия за время пролета длины релаксации L_{relc} и накапливаются в контактной области. Согласно расчетам [2] их концентрация экспоненциально нарастает с инкрементом порядка $\Theta/2h$ (около 40 ТГц при комнатной температуре). При достижении некоторого предельного значения концентрации [2] ее нарастание сменяется экспо-

ненциальном быстрым затуханием с декрементом того же порядка либо происходит тепловой пробой. Для нанопроводов с коротким каналом [1] и невысокой собственной концентрацией электронов в коллекторном контакте релаксационная неустойчивость должна приводить к заметным изменениям в проводимости структуры.

Если плотность тока в нанопроводе превышает другое пороговое значение

$$j_{osc} = \mu_e n(x_{je}) ((2/\pi^2)\Theta/L_{rele}(x_{je})) \times \\ \times (n(x_{je})/n_{ch})(L_e/L_{rele}(x_{je}))^2 (1 - \mu_e/\mu_{ch})^{-1}, \quad (2)$$

в эмиттерном контакте возникают затухающие высокочастотные осцилляции концентрации электронов [1]. Причиной осцилляций является недостаточная концентрация электронов, необходимых для обеспечения в стационарном режиме требуемого уровня их инжекции из эмиттера в проводящий канал нанопровода. В формуле (2) x_{je} — координата условного перехода между эмиттерным контактом и проводящим каналом;

$$L_{rele} = (\hbar\sigma_{ch}\sigma_e/en(\sigma_{ch} + \sigma_e))^{1/2}$$

— длина релаксации неравновесных электронов в эмиттере; σ_e — проводимости электронов в эмиттерном контакте нанопровода; n_{ch} — собственная концентрация электронов в проводящем канале; L_e — длина эмиттера.

В соответствии с формулой (2) величину

$$E_{osc} = ((2/\pi^2)\Theta/eL_{rele}) \times \\ \times (n(x_{je})/n_{ch})(L_e/L_{rele})^2 (1 - \mu_e/\mu_{ch})^{-1}$$

можно интерпретировать как напряженность порогового поля.

Как видно из формул (1) и (2), в общем случае пороговые плотности токов j_{ins} и j_{osc} — различные величины. Их отношение определяется выражением

$$j_{ins}/j_{osc} = \pi^2(L_{relc}L_{rele}/L_e^2)(n_{ch}n(x_{je})/n(x_{je})^2) \times \\ \times (1 + (\pi L_{relc}/2L_e)^2((1 - \mu_e/\mu_{ch})/(1 - \mu_c/\mu_{ch}))). \quad (3)$$

Отсюда следует, что, варьируя параметры нанопровода, можно добиться того, что оба рассматриваемых явления начнут развиваться при одном и том же значении пороговой плотности тока. При этом в эмиттере появится встроенная индуктивность, а в коллекторе может сформироваться область с отрицательным дифференциальным сопротивлением. То есть могут возникнуть условия, необходимые для генерации СВЧ мощности.

Малосигнальная схема замещения нанопровода

На рис. 1 схематично изображен нанопровод, а на рис. 2 показаны характерные потенциальные рельефы для электронов в такой структуре при различных поперечных размерах проводящего канала. Видно, что границы контактов с проводящим каналом представляют собой гетеропереходы. Свойства этих переходов могут оказывать существенное влияние на электрические характеристики нанопровода.

Если через нанопровод протекает ток с плотностью j , то для падения напряжения V справедливо выражение [1]

$$V = V_{ohm} + V_{je} + V_{jc}. \quad (4)$$

Величина V_{ohm} — это омический вклад в V , который может быть записан в виде

$$V_{ohm} = j r_{ohm}, \quad (5)$$

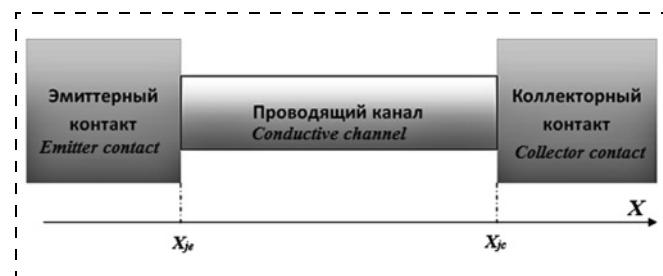


Рис. 1. Нанопровод — структура, состоящая из проводящего канала и двух контактов

Fig. 1. A nanowire — the structure of the conducting channel and two contacts

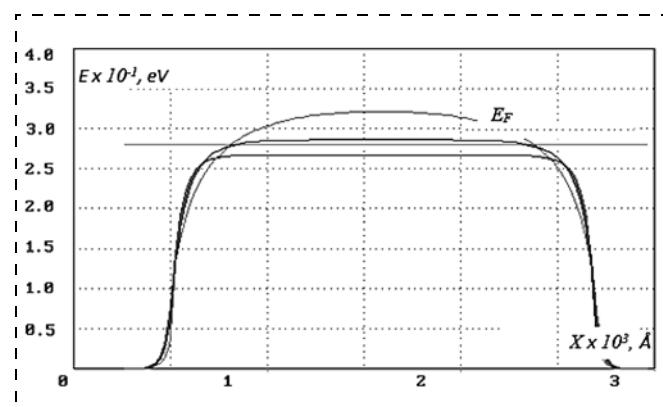


Рис. 2. Потенциальные рельефы для электронов в нанопроводе при нулевом приложенном напряжении, комнатной температуре и различных поперечных размерах проводящего канала L_\perp (кривые снизу вверх) $L_\perp > L_{dq}$, $L_\perp = L_{dq}$, $L_\perp = L_{dq}/2$, L_{dq} — длина размежного квантования

Fig. 2. Potential reliefs for electrons in a nanowire at zero applied voltage at room temperature and different transverse dimensions of the conductive channel L_\perp (bottom-up curves) $L_\perp > L_{dq}$, $L_\perp = L_{dq}$, $L_\perp = L_{dq}/2$, L_{dq} — length of size quantization

где r_{ohm} — удельное омическое сопротивление структуры, представляющей собой сумму удельных омических сопротивлений эмиттера r_{ohme} , проводящего канала r_{ch} и коллектора r_{ohmc} :

$$r_{ohm} = r_{ohme} + r_{ch} + r_{ohmc}. \quad (6)$$

Величины V_{je} и V_{jc} описывают вклады гетеропереходов между эмиттером и проводящим каналом, коллектором и проводящим каналом, соответственно, в общее падение напряжения на структуре. Для них справедливы приближенные формулы

$$V_{je} \approx j r_{je}, \quad V_{jc} \approx j r_{jc}, \quad (7)$$

а r_{je} и r_{jc} — удельные сопротивления гетеропереходов

$$\begin{aligned} r_{je} &= r_0 / 2n(x_{je}) L_{rele}(x_{je}), \\ r_{jc} &= r_0 / 2n(x_{jc}) L_{relc}(x_{jc}); \end{aligned} \quad (8)$$

$r_0 = \hbar/e^2 \approx 4,1$ кОм — так называемое "фундаментальное сопротивление".

Релаксационная неустойчивость приводит к возрастанию концентрации $n(x_{jc})$, что согласно (8) ведет к уменьшению сопротивления r_{jc} . Осцилляции концентрации электронов локализованы вблизи перехода между эмиттером и проводящим каналом и изменяют сопротивление r_{je} . Для того чтобы эти эффекты существенно повлияли на характеристики нанопровода, необходимо, чтобы сопротивления r_{jc} и r_{je} были сопоставимы с r_{ohmc} и r_{ohme} . Простые оценки показывают [1], что

$$\begin{aligned} r_{ohmc}/r_{jc} &\sim (L_c/L_{relc})(n(x_{jc})/n_{ch}), \\ r_{ohme}/r_{je} &\sim (L_e/L_{rele})(n(x_{je})/n_{ch}). \end{aligned} \quad (9)$$

То есть рассматриваемые эффекты должны в наибольшей степени проявляться в нанопроводах с коротким проводящим каналом и невысокой концентрацией электронов в контактах.

На основе выражений (4)–(8) нанопровод в нестационарном случае в приближении, что абсолютная величина амплитуды колебаний плотности тока много меньше, чем пороговые токи (приближение малого сигнала), может быть описан эквивалентной схемой, представленной на рис. 3. Эта схема учитывает, что в нестационарном режиме важную роль играют емкости гетеропереходов контакт — проводящий канал. Удельные сопротивления эмиттера r_e и коллектора r_c на эквивалентной схеме определены как

$$r_e \approx r_{ohme} + r_{je}, \quad r_c \approx r_{ohmc} + r_{jc}. \quad (10)$$

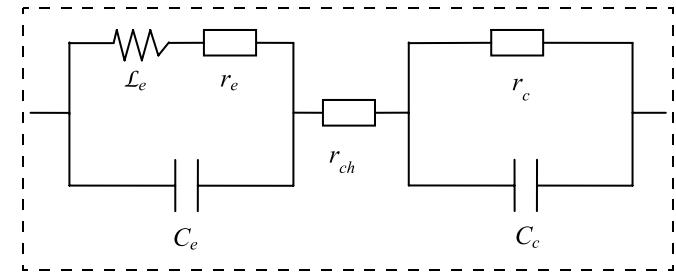


Рис. 3. Малосигнальная эквивалентная электрическая схема нанопровода

Fig. 3. Small-signal equivalent circuit diagram of a nanowire

Формулы, полученные в работах [1, 2], позволяют вычислить инкремент нарастания α флюктуаций потенциала δV_c при $j > j_{ins}$, а также частоту осцилляций ω_0 и декремент затухания γ флюктуаций потенциала δV_e при $j > j_{osc}$. По этим параметрам можно определить сопротивления r_{jc} и r_{je} в режимах релаксационной неустойчивости и затухающих осцилляций

$$r_{jc} = (\alpha C_c)^{-1}, \quad r_{je} = (\gamma C_e)^{-1}, \quad (11)$$

а также индуктивность эмиттера

$$\mathcal{L}_e = (C_e \omega_0^2)^{-1}. \quad (12)$$

Приближенные значения малосигнальных емкостей эмиттерного (C_e) и коллекторного (C_c) гетеропереходов могут быть найдены при плотностях токов, меньших пороговых, из соотношений, аналогичных (11):

$$C_e = (\gamma_e r_{je})^{-1}, \quad C_c = (\gamma_c r_{jc})^{-1}. \quad (13)$$

Здесь $\gamma_{e,c}$ — декременты затухания флюктуаций $\delta V_{e,c}$ [1], а величины r_{je} , r_{jc} определены стационарными формулами (8).

Результаты расчетов

В соответствии с формулами (1) и (2) плотности пороговых токов j_{ins} и j_{osc} тем больше, чем выше концентрация электронов в контактах. По этой причине для минимизации плотностей пороговых токов целесообразно использовать полупроводниковые контакты, концентрация электронов в которых регулируется уровнем легирования донорной примесью.

Как показано в работе [1], существенное влияние на значения j_{ins} , j_{osc} , α , ω_0 и γ оказывают размеры контактов L_e и L_c . Перечисленные параметры зависят также от подвижности и концентрации электронов в проводящем канале. Последняя определяется собственной концентрацией материала канала и концентрацией электронов, инжектиро-

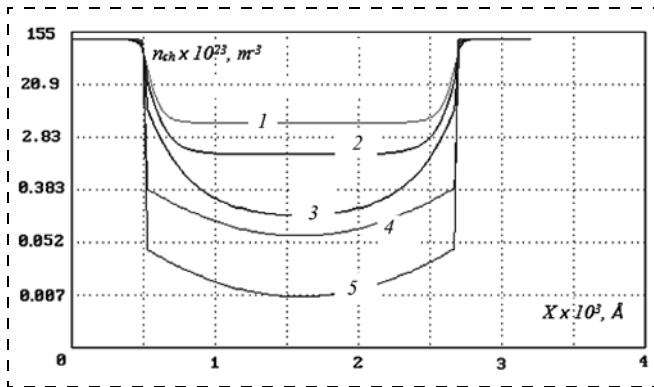


Рис. 4. Концентрация электронов в нанопроводе с контактами из n^+ -кремния и проводящим каналом из InSb при нулевом приложенном напряжении и различных поперечных размерах проводящего канала: 1 — объемный материал; 2 — $L_{\perp} = L_{dq}$; 3 — $L_{\perp} = L_{dq}/2$; 4 — $L_{\perp} = L_{dq}/3$; 5 — $L_{\perp} = L_{dq}/4$

Fig. 4. Concentration of electrons in a nanowire with the contacts of n^+ -silicon and conductive channel of InSb at zero applied voltage and different lateral dimensions of the conductive channel: 1 — volume material; 2 — $L_{\perp} = L_{dq}$; 3 — $L_{\perp} = L_{dq}/2$; 4 — $L_{\perp} = L_{dq}/3$; 5 — $L_{\perp} = L_{dq}/4$

ванных в канал из эмиттерного контакта. Для проводящего канала с поперечными размерами L_{\perp} , меньшими длины размерного квантования, собственная концентрация электронов убывает с уменьшением L_{\perp} (рис. 4).

Для того чтобы генератор на основе нанопровода имел приемлемый коэффициент полезного действия (КПД), необходимо минимизировать тепловые потери энергии. То есть удельное сопротивление проводящего канала r_{ch} должно быть минимальным. При этом концентрация электронов в канале не должна быть слишком высокой. Иначе большими будут плотности пороговых токов. Выполнения указанных противоречивых условий можно добиться, если проводящий канал изготовить из материала с максимальной подвижностью — антимонида индия.

Тестовые расчеты позволяют подобрать приемлемые варианты структур. Одна из них с проводящим каналом из антимонида индия и контактами из кремния n -типа имеет следующие параметры:

$$L_e = 100 \text{ нм}, \quad L_c = 500 \text{ нм}, \quad L_{ch} = 100 \text{ нм},$$

$$L_{\perp} = 40 \text{ нм}, \quad N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}, \quad N_c = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3},$$

где N_e и N_c — концентрация ионизованной донорной примеси в эмиттере и коллекторе.

Концентрация электронов в проводящем канале n_{ch} является функцией координат и зависит от приложенного напряжения. В диапазоне напряжений от нуля до 1 В численные расчеты дают для нее значение порядка $10^{13} \dots 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Расчеты прово-

дились в предположении, что температура структуры постоянна и равна 300 К.

При указанных параметрах нанопровода для пороговых плотностей токов получаются близкие друг к другу значения:

$$j_{ins} = 8,73 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2, \quad j_{osc} = 8,77 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2.$$

На рис. 5—7 показаны зависимости α , ω_0 и γ от плотности тока. Видно, что при плотностях токов, меньших пороговых значений, α и ω_0 равны нулю. При $j > j_{ins}$ и $j > j_{osc}$ эти величины монотонно возрастают с ростом плотности тока. При этом характерные значения α составляют единицы ТГц, а ω_0 — десятки ТГц. Декремент затухания флукутаций концентрации в эмиттере γ монотонно убывает при $j < j_{osc}$. При $j > j_{osc}$ величина γ практически не изменяется и составляет примерно 94,5 ТГц.

На рис. 8 показано поведение сопротивления коллекторного гетероперехода r_{jc} в зависимости от плотности тока. При $j < j_{ins}$ это сопротивление положительно и возрастает с ростом тока, что связано с обеднением гетероперехода носителями заряда за счет ускоряющегося с ростом тока выноса их в контактную область (рис. 9). При $j > j_{ins}$ величина r_{jc} начинает быстро убывать с ростом

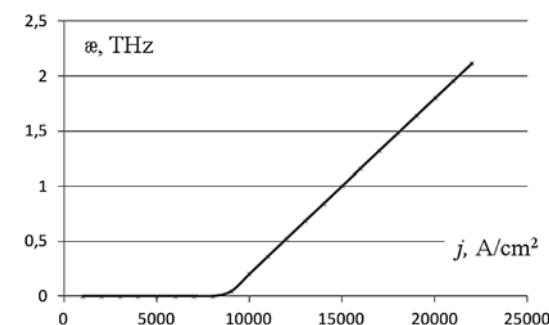


Рис. 5. Инкремент нарастания флукутаций α в коллекторе как функция плотности тока j

Fig. 5. Growth rate of fluctuations α in the collector as a function of current density j

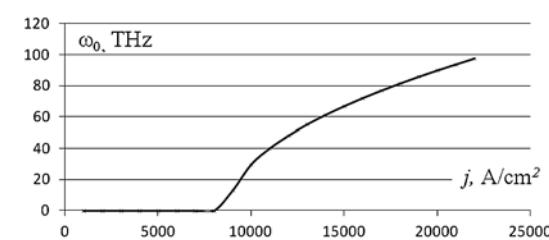


Рис. 6. Частота осцилляций концентрации электронов в эмиттере ω_0 как функция плотности тока j

Fig. 6. Frequency of the oscillations of the electron density in the emitter ω_0 as a function of current density j

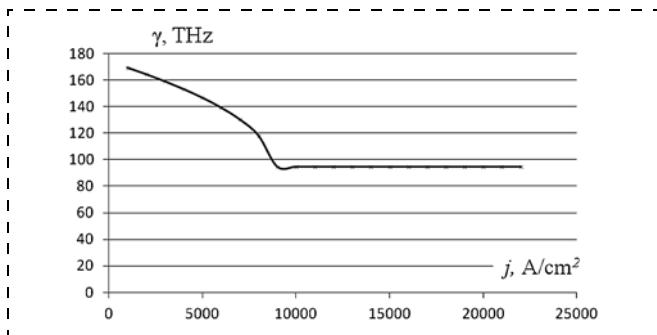


Рис. 7. Декремент затухания флюктуаций в эмиттере γ как функция плотности тока j

Fig. 7. Damping decrement of fluctuations in the emitter γ as a function of current density j

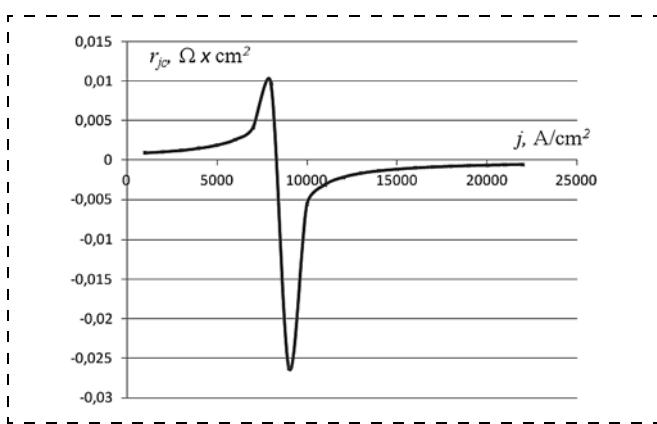


Рис. 8. Дифференциальное сопротивление перехода между проводящим каналом и коллектором r_{jc} как функция плотности тока j

Fig. 8. Differential resistance of the junction between the conductive channel and collector r_{jc} as a function of current density j

плотности тока и становится отрицательной. Она быстро достигает некоторого минимального значения и начинает возрастать с ростом j , оставаясь отрицательной во всем расчетном диапазоне плотностей тока.

Для выбранной структуры расчеты показывают, что эффективная индуктивность \mathcal{Q}_e при $j > j_{osc}$ оказывается порядка 10^{-10} нГн · см². Емкости C_e и $C_c \sim 1$ нФ/см², а сопротивления $r_{ch} \sim 10^{-6}$ Ом · см², $r_{je} \sim r_{ohme} \sim r_{ohmc} \sim 10^{-5}$ Ом · см².

Результаты расчетов зависимости от частоты ω действительной и мнимой частей комплексного импеданса Z схемы замещения нанопровода показаны на рис. 10. Выбрано значение плотности тока $j = 1,6 \cdot 10^4$ А/см², почти в два раза превышающее пороговые значения. Частота ω_0 равняется при этом 72,17 ТГц. Видно, что в области частот, меньших ω_0 , реализуются условия, необходимые для генерации СВЧ мощности.

Это подтверждают расчеты максимальной мощности, отдаваемой нанопроводом во внешнюю цепь. Их результаты показаны на рис. 11.

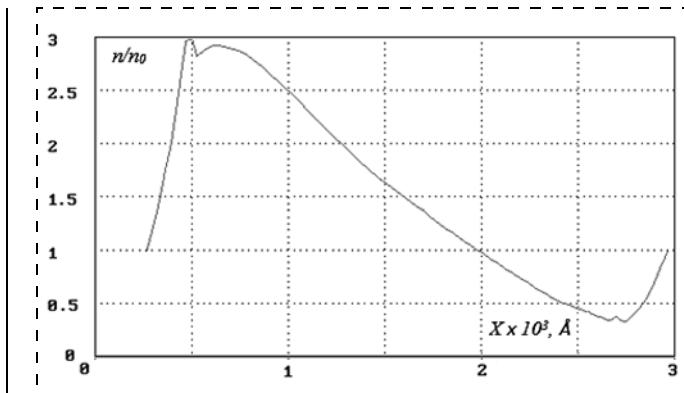


Рис. 9. Распределение концентрации электронов в нанопроводе при $V = 0,38$ В (n_0 — концентрация при $V = 0$ В)

Fig. 9. Distribution of the electron density in a nanowire at $V = 0,38$ V (n_0 — concentration at $V = 0$ V)

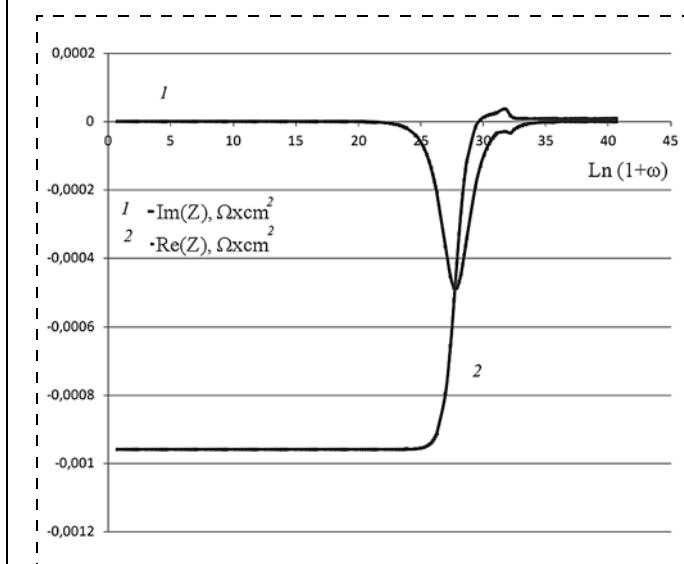


Рис. 10. Действительная и мнимая части комплексного импеданса нанопровода как функция частоты

Fig. 10. Real and imaginary parts of the complex impedance of a nanowire as a function of frequency

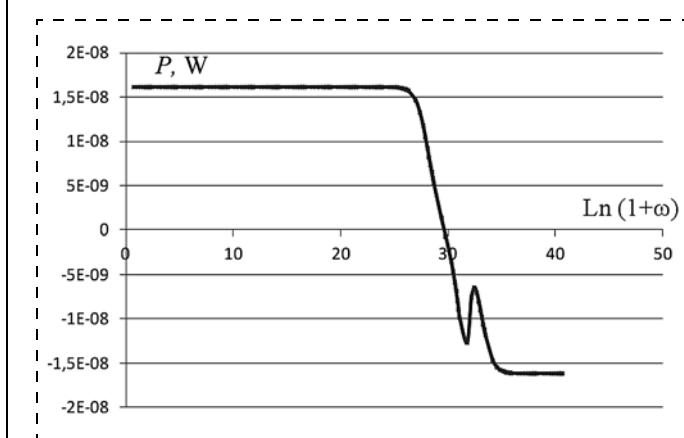


Рис. 11. Максимальная СВЧ мощность, генерируемая нанопроводом

Fig. 11. Maximum microwave power generated by a nanowire

При частотах, меньших 1,4 ТГц, рассматриваемый нанопровод может отдавать во внешнюю цепь порядка 10 нВт. При этом его КПД оказывается около 13 %. При частотах, превышающих 7,2 ТГц ($\sim 0,1\omega_0$), генерация СВЧ мощности прекращается и квантовый провод поглощает внешнюю энергию.

Заключение

В статье показано, что нанопровод может быть активным элементом генератора СВЧ колебаний в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Такое применение этого прибора возможно, если в его контактных областях возникает релаксационная неустойчивость и осцилляции концентрации носителей заряда. Эти явления подробно рассмотрены в работе [1].

Согласно проведенным расчетам мощность электромагнитного излучения, генерируемого одним нанопроводом, может достигать 10 нВт. В работе [5] описана технология создания и исследованы свойства матриц нанопроводов из InSb, в которых их плотность составляет около 10^{10} на см^2 . Если приведенные здесь оценки мощности излучения будут подтверждены экспериментально, то применение матриц нанопроводов в качестве ак-

тивных элементов СВЧ генераторов позволит получить до 100 Вт/см².

В настоящее время имеются все технологические возможности для проведения таких экспериментальных исследований, направленных на практическое освоение терагерцевого диапазона частот (300...3000 ГГц).

Список литературы

1. Obukhov I. A. Nonequilibrium effects in one-dimensional quantum devices. LAMBERT Academic Publishing, 2014. 132 p.
2. Обухов И. А. Генерация шума квантовым проводом // Материалы 24-й Международной крымской микроволновой конференции, Севастополь. 2014. Т. 2. С. 798—799.
3. Обухов И. А. Квантовый провод как активный элемент СВЧ генератора // Материалы 25-й Международной Крымской микроволновой конференции, Севастополь. 2015. Т. 2. С. 715—717.
4. Тагер А. С. Лавинно-пролетный диод и его применение в технике СВЧ // Успехи физических наук. 1966. Т. 90. Вып. 4. С. 631—666.
5. Горюх Г. Г., Обухов И. А., Лозовенко А. А. Массивы нанопроводов из антимонида индия для перспективных термоэлектрических устройств // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2015. № 1. С. 3—11.

I. A. Obukhov, D. Sc., Senior Researcher, i_obukhov@systemres.ru,

NPP System Resources., Moscow Region, 142717, Russia

E. A. Smirnova, Postgraduate Student, el_smirnova@systemres.ru,

Lomonosov Moscow State University

Nanowire as an Active Element of the Microwave Radiation Generators

The authors theoretically investigated feasibility of use of a nanowire as an active element of the solid-state generators of electromagnetic radiation of the terahertz range of frequencies (300...3000 GHz). They demonstrated, that application of the quantum wire matrixes from antimonide of indium with semi-conductor contacts, in principle, will allow us to receive the density of the radiation power up to 100 W/cm².

Keywords: nanowire, terahertz radiation, microwave radiation, generator, relaxation instability

Introduction

In [1] it is shown that under certain conditions in the contact areas of nanowire, relaxation instability and damped oscillations of the electron density may occur. These effects have a threshold and are only possible if the electron mobility in the contacts and conducting channel of nanowire are different. Let us assume that the mobility of electrons in a conducting channel of nanowire μ_{ch} is over of their mobility in the emitter contact μ_e and collector contact μ_c . Then, at a positive bias

between the collector and emitter, the relaxation instability may occur in the collector contact, and at electron density oscillations — in the emitter contact.

Relaxation instability develops if the current density in a nanowire exceeds the threshold value

$$j_{ins} = \mu_c n(x_{jc}) \frac{2\Theta}{L_{relc}(x_{jc})} \frac{1 + \left(\frac{\pi L_{relc}(x_{jc})}{2L_c} \right)^2}{1 - \frac{\mu_c}{\mu_{ch}}}, \quad (1)$$

where n — concentration of electrons; x_{je} — coordinate of the relative transfer between the conductive channel of a nanowire and the collector contact; $\Theta = k_B T$, k_B — Boltzmann's constant, T — absolute temperature;

$L_{relk} = \left(\frac{\hbar \sigma_{ch} \sigma_c}{en(\sigma_{ch} + \sigma_c)} \right)^{1/2}$ — the relaxation length of the nonequilibrium electrons in the collector; \hbar — Planck's constant divided by 2π ; e — electron charge; σ_{ch} and σ_c — electron conductances in the conducting channel and collector contact of the nanowire; L_c — collector's length.

In accordance with formula (1), the following value can be interpreted as a strength of the threshold field:

$$E_{ins} = \left(\frac{2\Theta}{eL_{relc}} \right) \left(1 + \left(\frac{\pi L_{relc}}{2L_c} \right)^2 \right) \left(1 - \frac{\mu_c}{\mu_{ch}} \right)^{-1}.$$

The reason for the relaxation instability is high speed of the nonequilibrium electrons at $j > j_{in}$ fall from a conductive channel of a nanowire in the collector contact. They do not have time to relax to a state of thermodynamic equilibrium during the relaxation span L_{relc} and accumulate in the contact area. According to calculations [2], their concentration increases exponentially with the growth rate of the order of $\Theta/2h$ (about 40 THz at room temperature). Upon reaching the concentration limit values [2] its increase is replaced by an exponentially fast decay with a decrement of the same order, or there a thermal breakdown occurs. For nanowires with short channel [1] and low concentration of the electrons in the collector contact, the relaxation instability should lead to noticeable changes in the structure of the conductivity.

If the current density in a nanowire exceeds other threshold

$$j_{osc} = \mu_e n(x_{je}) \frac{\left(\frac{2}{\pi^2} \right) \Theta}{L_{relc}(x_{je})} \frac{n(x_{je})}{n_{ch}} \times \times \left(\frac{L_e}{L_{relc}(x_{je})} \right)^2 \left(1 - \frac{\mu_c}{\mu_{ch}} \right)^{-1}, \quad (2)$$

the damped high-frequency oscillations of the electron density occur in the emitter contact [1]. The cause of the oscillation is the lack of concentration of electrons needed to ensure the steady operation of the desired level of injection from the emitter into the conductive channel of a nanowire.

In the formula (2) x_{je} — the coordinate of conditional transfer between the emitter contact and the

conductive channel; $L_{relc} = \left(\frac{\hbar \sigma_{ch} \sigma_e}{en(\sigma_{ch} + \sigma_e)} \right)^{1/2}$ — non-equilibrium relaxation length of the electrons in the emitter; σ_e — electrons' conductances in the emitter contact of a nanowire; n_{ch} — concentration of electrons in the conducting channel; L_e — the length of the emitter. In accordance with formula (2), $E_{osc} = \left(\frac{2}{\pi^2} \right) \frac{\Theta}{eL_{relc}} \frac{n(x_{je})}{n_{ch}} \left(\frac{L_e}{L_{relc}} \right)^2 \left(1 - \frac{\mu_e}{\mu_{ch}} \right)^{-1}$ can be interpreted as a threshold field strength.

As can be seen from the formulas (1) and (2) generally threshold currents densities j_{ins} and j_{osc} are different values. Their relation is given by

$$\begin{aligned} \frac{j_{ins}}{j_{osc}} &= \pi^2 \frac{L_{relc} L_{relc}}{L_e^2} \left(\frac{n_{ch} n(x_{je})}{n(x_{je})^2} \right) \times \\ &\times \left(1 + \left(\frac{\pi L_{relc}}{2L_c} \right)^2 \right) \frac{1 - \frac{\mu_e}{\mu_{ch}}}{1 - \frac{\mu_c}{\mu_{ch}}}. \end{aligned} \quad (3)$$

It follows that, by varying the parameters of the nanowires, we can ensure that both events will develop in one and the same threshold current density. The built-in inductance will appear in the emitter, and region with negative differential resistance can be formed in the collector. That is, you may receive the conditions necessary for generation of microwave-power.

Small-signal equivalent circuit of a nanowire

Fig. 1 schematically depicts a nanowire, and fig. 2 shows the characteristic of the potential reliefs for electrons in such structure at different transverse dimensions of the conducting channel. It is evident that contacts with the conductive channel boundaries are the heterojunctions. The properties of these transitions can have a significant impact on the electrical characteristics of a nanowire.

If current with a density j flows through a nanowire, for the voltage drop V it is true [1]

$$V = V_{ohm} + V_{je} + V_{jc} \quad (4)$$

V_{ohm} is ohmic input into V , which can be written as

$$V_{ohm} = jr_{ohm}, \quad (5)$$

where r_{ohm} — specific ohmic resistance of a structure, which represents the sum of the specific ohmic resist-

ances of the emitter r_{ohme} , conducting channel r_{ch} and collector r_{ohmc} :

$$r_{ohm} = r_{ohme} + r_{ch} + r_{ohmc} \quad (6)$$

V_{je} and V_{jc} describe inputs of the heterojunction between the emitter and conducting channel and a conductive collector, respectively, into the total voltage drop across the structure. For them, the formulas approximation

$$V_{je} \approx jr_{je}, \quad V_{jc} \approx jr_{jc}, \quad (7)$$

and r_{je} and r_{jc} — the specific resistances of the heterojunction

$$r_{je} = \frac{r_0}{2n(x_{je})L_{rele}(x_{je})},$$

$$r_{jc} = \frac{r_0}{2n(x_{jc})L_{relc}(x_{jc})}; \quad (8)$$

$r_0 = \hbar/e^2 \approx 4,1 \text{ k}\Omega$ — "fundamental resistance".

Relaxation instability leads to an increase in the concentration $n(x_{jc})$, that according to (8) leads to a reduction of resistance r_{jc} . The oscillations of the electron density localized near the junction between the emitter and the conductive channel and change resistance r_{je} . To let these effects significantly influence on the characteristics of a nanowire it is necessary that the resistances r_{jc} and r_{je} were comparable to r_{ohmc} and r_{ohme} . The estimates show that [1]

$$\frac{r_{ohmc}}{r_{je}} \sim \frac{L_c}{L_{rele}} \frac{n(x_{jc})}{n_{ch}},$$

$$\frac{r_{ohmc}}{r_{je}} \sim \frac{L_e}{L_{rele}} \frac{n(x_{je})}{n_{ch}}. \quad (9)$$

That is, these effects should be the most manifest in nanowires with short conductive channel and a low electron density in the contacts.

Based on the expressions (4)–(8) with a nanowire in the approximation of the transient case, the absolute value of the current density amplitude of oscillation is much smaller than the current threshold (small signal approximation) can be described by the equivalent circuit (fig. 3). This scheme takes into account that the heterojunction capacitance contact — conducting channel in the transient regime play an important role. Specific emitter resistance r_e and collector r_c in the equivalent circuit are identified as

$$r_e \approx r_{ohme} + r_{je}, \quad r_c \approx r_{ohmc} + r_{jc}. \quad (10)$$

The formulas obtained in [1, 2], allow us to calculate the growth rate α of potential fluctuations δV_c at $j > j_{ins}$, as well as the frequency of the oscillations ω_0 and damping rate γ by potential fluctuations δV_e at $j > j_{osc}$. These parameters can determine the resistances r_{jc} and r_{je} in modes of relaxation instability and damped oscillations

$$r_{jc} = (\alpha C_c)^{-1}, \quad r_{je} = (\gamma C_e)^{-1}, \quad (11)$$

as well as the emitter inductance

$$\mathcal{L}_e = (C_e \omega_0^2)^{-1}. \quad (12)$$

Approximate values of small-signal capacitances of emitter (C_e) and collector (C_c) heterojunctions can be found at current densities lower than the threshold, from the relations, analogous to (11)

$$C_e = (\gamma_e r_{je})^{-1}, \quad C_c = (\gamma_c r_{jc})^{-1}, \quad (13)$$

there $\gamma_{e,c}$ — the damping fluctuations rates $\delta V_{e,c}$ [1], and the values r_{je} , r_{jc} are defined by fixed formulas (8).

Calculation results

In accordance with formulas (1) and (2), the threshold current densities j_{ins} and j_{osc} the greater the higher the concentration of electrons in the contacts. To minimize the threshold current densities it is appropriate to use semiconductor contacts, the electron density in which is regulated by the level of doping donor impurity.

As shown in [1], a significant impact on j_{ins} , j_{osc} , α , ω_0 and γ have the contacts and the size of L_e and L_c . These parameters also depend on the mobility and concentration of electrons in the conducting channel. The latter is determined by their own channel material and concentration of electrons injected into the channel from the emitter contact. For conducting channel with transverse dimensions L_\perp , smaller than the length of the size quantization, the electron density decreases with decreasing L_\perp (fig. 4).

To let generator based on nanowires have an acceptable coefficient of performance (COP), the thermal losses must be minimized. That is, the resistivity of the conductive channel r_{ch} should be minimal. The electron density in the channel should not be too high. Otherwise, the densities of threshold currents will be greater. Successful completion of the contradictory conditions can be achieved, if the conducting channel will be made of indium antimonide with maximum mobility.

Test calculations allow to suggest the alternative structures. One with conductive channel of indium antimonide and contacts of n-type silicon has parameters:

$$L_e = 100 \text{ nm}, \quad L_c = 500 \text{ nm}, \quad L_{ch} = 100 \text{ nm},$$

$$L_{\perp} = 40 \text{ nm}, \quad N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}, \quad N_c = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3},$$

where N_e and N_c — ionized donor impurity concentration in the emitter and collector.

The electron density in the conductive channel n_{ch} is a function of the coordinates and depends on the applied voltage. In the voltage range from zero to one V the numerical calculations give a value in the order of $10^{13} \dots 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. The calculations were made in the assumption that the structure of the temperature is constant and equal to 300 K.

At these parameters of a nanowire for the threshold current densities there the values are obtained close to each other:

$$j_{ins} = 8,73 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2, \quad j_{osc} = 8,77 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2.$$

Figs. 5—7 show the dependences α , ω_0 and γ from the current density. We see that at current densities below the threshold, α and ω_0 are equal to zero. At $j > j_{ins}$ and $j > j_{osc}$ these values increase monotonically with increasing of current density. In this case, the characteristic values of α make THz units and ω_0 — tens of THz. The decrement of concentration fluctuations damping in the emitter γ decreases monotonically at $j < j_{osc}$. At $j > j_{osc}$ γ almost constant and is approximately 94,5 THz.

Fig. 8 shows the behavior of the resistance of the collector heterojunction r_{jc} depending on current density. At $j < j_{ins}$ this resistance is positive and increases with increasing current, due to the depletion of the charge carriers heterojunction by accelerating the removal of them in the contact area (fig. 9). At $j > j_{ins}$ the value r_{jc} begins to decrease rapidly with increasing current density and becomes negative. It quickly reaches a minimum and begins to increase with increase of j , remained negative throughout the estimated range of current densities.

For the chosen structure, the effective inductance \mathcal{L}_e at $j > j_{osc}$ is in the order of $10^{-10} \text{ nH} \cdot \text{cm}^2$, the capacities C_e and $C_c \sim 1 \text{ nF/cm}^2$ and resistance $r_{ch} \sim 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$, $r_{je} \sim r_{ohme} \sim r_{ohmc} \sim 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$.

The results of calculations of dependence on the frequency ω of the real and imaginary parts of the complex impedance Z of a nanowire equivalent circuit is shown in fig. 10. The selected current density

$j = 1,6 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ almost twice exceeds the thresholds. The frequency ω_0 equals to 72,17 THz. It is evident that at lower frequencies of ω_0 the conditions for generation of microwave power become realized.

This is confirmed by calculations of the maximum power given by a nanowire to an external circuit (fig. 11). At frequencies below 1,4 THz, the considered nanowire may give to the external circuit about 10 nW. Moreover, its efficiency is about 13 %. At frequencies greater than 7,2 THz ($\sim 0,1 \omega_0$), microwave power generation stops and a quantum wire absorbs external energy.

Conclusion

The article shows that a nanowire can be an active part of the generator of the microwave oscillations in the millimeter and submillimeter wavelengths. Such use of the device is possible if its contact areas there a relaxation oscillation instability and concentration of charge carriers occur. These effects are discussed in detail in [1].

It is estimated that the power of the electromagnetic radiation generated by one nanowire, can be up to 10 nW. [5] describes a technology for creating and investigates the properties of nanowires arrays of InSb, where their density is about 10^{10} per cm^2 . If the given estimates of the radiation power will be confirmed experimentally, the use of arrays of nanowires as the active elements of the microwave generators will provide to obtain up to 100 W/cm^2 .

There are all the technological possibilities for experimental studies on the development of the terahertz frequency range (300...3000 GHz).

References

1. Obukhov I. A. *Nonequilibrium effects in one-dimensional quantum devices*. LAMBERT Academic Publishing. 2014. 132 p.
2. Obuhov I. A. Generatsiya shuma kvantovyim provodom, *Materialy 24-y Mezhdunarodnoy Kryimskoy Mikrovolnovoy Konferentsii*, Sevastopol, 2014, vol. 2, pp. 798—799.
3. Obuhov I. A. Kvantovyiy provod kak aktivnyiy element SVCh generatora, *Materialy 25-y Mezhdunarodnoy Kryimskoy Mikrovolnovoy Konferentsii*, Sevastopol, 2015, vol. 2, pp. 715—717.
4. Tager A. S. Lavinno-proletnyiy diod i ego primenenie v tehnike SVCh, *Uspehi fizicheskikh nauk*, 1966, vol. 90, Iss. 4, pp. 631—666.
5. Goroh G. G., Obuhov I. A., Lozovenko A. A. Massivni nanoprovodov iz antimonida indiya dlya perspektivnyih termoelektricheskikh ustroystv, *Tekhnologiya i konstruirovaniye v elektronnoy apparature*, 2015, no. 1, pp. 3—11.