На правах рукописи

Андреев Степан Николаевич

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ КОРПУСКУЛЯРНОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

01.04.21 - Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2013

Содержание

Введение.

Актуальность темы.

Создание в последние десятилетия лазерных установок петаваттного уровня позволило ученым начать исследования нового уникального физического объекта - релятивистской лазерной плазмы, возникающей при воздействии интенсивного лазерного излучения на газовые, кластерные и твердотельные мишени [1].

Присутствие в релятивистской лазерной плазме потоков высокоэнергетичных электронов и ионов, а также их взаимодействие друг с другом и с веществом мишени обеспечивает протекание различных ядерных и фотоядерных реакций, генерацию электромагнитных полей в широком диапазоне длин волн от терагерцового до гамма- излучения [2]. Фактически, релятивистская лазерная плазма является тем уникальным объектом, который позволяет в лабораторных условиях моделировать и исследовать различные экстремальные состояния вещества, характерные для задач неуправляемого и управляемого термоядерного синтеза [3], лабораторной астрофизики [4] и др.

Релятивистская лазерная плазма, как источник корпускулярного и электромагнитного излучения, представляет большой интерес для множества приложений.

Моноэнергетические пучки ускоренных протонов, ускоренных до энергий около 200 МэВ, востребованы для целей адронной терапии. В обзоре [1] описаны эффективные методы создания таких пучков, например, при облучении интенсивными лазерными импульсами двухслойных мишеней, содержащих тяжелые ионы и локализованные на тыльной поверхности мишени протоны. Предложенный в работе [5] метод прямого зажигания термоядерных мишеней пучками легких ионов из лазерной плазмы является перспективным в ядерном синтезе с инерционным удержанием.

Лазерно-плазменные источники гамма-излучения обладают такими характеристиками, как высокая спектральная яркость, микронные размеры, пикосекундная длительность импульса, узкая диаграмма направленности, благодаря которым они являются перспективными для радиографии [6], производства короткоживущих изотопов [7], дезактивации радиоактивных отходов [7, 8]. Детальное изучение свойств лазерных источников гамма-излучения необходимо также в задачах лабораторной астрофизики [4].

Среди короткоимпульсных нейтронных источников, наиболее перспективных для спектрометрии по времени пролета, используемой как в физике конденсированного состояния, так и в исследованиях структуры атомного ядра [9], особое положение занимают лазерно-плазменные источники нейтронов из-за своей сверхкороткой (субпикосекундной) длительности и сверхмалого (микронного) размера [10].

Для разработки новых и оптимизации существующих лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения необходимы адекватные теоретические модели процессов, протекающих при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с плазмой.

Наиболее распространенным и информативным методом теоретического исследования таких процессов является численное моделирование методом «крупных частиц» (в англоязычной литературе PIC (Particle In Cell) – метод). Помимо численных расчетов разрабатываются также простые аналитические модели, позволяющие, в частности, оценить вклад различных физических механизмов в процесс лазерного ускорения заряженных частиц и, тем самым, улучшить понимание результатов расчетов, а также лазерно-плазменных процессов в целом (см, например, [11-14]).

Во многих работах (см. например, [10,15-18]), посвященных моделированию лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения, используется подход, содержащий два этапа. На первом этапе PIC- методом моделируется воздействие интенсивного лазерного излучения на мишень, и вычисляются функции распределения ускоренных электронов и ионов в образовавшейся релятивистской лазерной плазме. Затем, эти функции распределения используются в качестве начальных условий в постпроцессоре, основанном на методе Монте-Карло, моделирующем протекание ядерных реакций и других процессов в веществе мишени при распространении в нем потоков заряженных частиц. Данный подход не позволяет самосогласованно учесть влияние электромагнитных полей на движение заряженных частиц в веществе, а также влияние нагрева вещества, обусловленного этим движением, на протекание указанных процессов. Другим недостатком этого подхода является принципиальная невозможность моделирования ядерных реакций при взаимодействии друг с другом разнонаправленных пучков заряженных частиц, формирующихся, например, при облучении мишеней, содержащих микрополости.

Таким образом, проведенные к настоящему времени теоретические и экспериментальные работы по исследованию релятивистской лазерной плазмы оставляют ряд открытых вопросов. Одним из наиболее существенных с точки зрения разработки новых источников корпускулярного и электромагнитного излучения является следующий: не разработаны удовлетворительные теоретические модели, позволяющие самосогласованно описывать такие процессы в релятивистской лазерной плазме, как генерация гамма- излучения, ядерные и фотоядерные реакции.

В диссертации также изучены процессы, протекающие при воздействии на жидкую воду импульсного лазерного излучения трехмикронного диапазона с интенсивностью ниже порога плазмообразования, приводящие к генерированию в воде электромагнитных импульсов (сигналов). Это явление было экспериментально обнаружено в работе [19], авторами которой была предложена гипотеза, объясняющая возникновение в воде разности потенциалов вследствие пространственного разделения ионов H^+ и OH^- под действием лазерного излучения, однако теоретическая модель этого нового эффекта до настоящего времени отсутствовала.

Целью диссертационной работы является построение адекватных расчетно-теоретических моделей взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом, в которых учитываются процессы генерации гамма-квантов тормозного излучения ускоренными электронами при их рассеянии на атомных ядрах мишени, многократная полевая ионизация атомов мишени, ядерные и фотоядерные реакции, для разработки новых и оптимизации существующих лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения.

Научные задачи диссертации включают в себя: развитие и численную проверку аналитической теории движения релятивистской заряженной частицы в поле фемтосекундного лазерного импульса; последовательное сравнение результатов PIC- моделирования с простыми аналитическими моделями, позволяющими не только достаточно точно оценить основные параметры лазерного ускорения заряженных частиц, но и описать динамику их изменения на относительно протяженном интервале времени; расчетно-теоретическое исследование и оптимизацию лазерно-плазменного источника нейтронов при помощи оригинального подхода, в котором из первых принципов вычисляется вероятность акта реакции ядерного синтеза дейтронов на каждом шаге по времени для каждого дейтрона в процессе самосогласованного моделирования PIC – методом взаимодействия интенсивного лазерного импульса с мишенью, содержащей ионы дейтерия; моделирование генерации гамма- квантов тормозного излучения при облучении интенсивными лазерными импульсами мишеней из золота микронной толщины; моделирование реакций синтеза и фоторасщепления дейтронов при облучении мишеней из дейтерида палладия интенсивными лазерными импульсами с целью создания нейтронного источника с рекордной плотностью потока нейтронов; построение теории эффекта генерирования электрических сигналов в воде в закрытой кювете при ее облучении лазерными импульсами инфракрасного диапазона с плотностью энергии ниже порога плазмообразования.

Научная новизна диссертационной работы определяется основными результатами, перечисленными ниже:

1. Найдена точная зависимость частоты колебаний релятивистской заряженной частицы и скорость ее дрейфа в плоской монохроматической электромагнитной волне от амплитуды поля, поляризации и начальных условий. Показано, что движение частицы в волне с медленно меняющейся амплитудой приближенно описывается формулами для движения частицы в монохроматической волне с заменой в них постоянной амплитуды поля на его амплитуду в точке нахождения частицы, и найден критерий применимости данного приближения.

3. Численно исследована динамика формирования импульсов нейтронов, образующихся в результате взаимодействия разнонаправленных потоков дейтронов при облучении фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью 10^{19} – 10^{21} Вт/см^2 слоистых мишеней микронной толщины из дейтерированного полиэтилена. Найдены оптимальные параметры слоистой мишени,

позволяющие увеличить выход нейтронов более чем в 20 раз по сравнению со случаем сплошной мишени.

Рассчитаны параметры нейтронных импульсов, формирующихся в результате воздействия фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{21} Вт/см^2 на микронные мишени из дейтерида палладия. Получены нейтронные импульсы длительностью около 100 фс с максимальными значениями плотностей потоков нейтронов до 10^{24} н/(с·см^2), что на несколько порядков выше значений, характерных для современных нейтронных источников не лазерных типов.

4. Проведено моделирование генерации гамма- квантов тормозного излучения при облучении мишени из золота толщиной 0.5 мкм фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 10^{21} Вт/см^2. Показано, что средняя энергия электронов оказывается в десятки раз больше средней энергии генерируемых ими гамма- квантов. Получена аппроксимационная формула, устанавливающая взаимно-однозначное соответствие между этими величинами.

5. Рассчитаны величины электрических импульсов, возникающих в воде в закрытой кювете при ее облучении лазерными импульсами инфракрасного диапазона с плотностью энергии ниже порога плазмообразования. Показано, что амплитуда электрического импульса, обусловленного термодиффузионным разделением продуктов диссоциации молекул воды при ее лазерном нагреве, в отсутствие взрывного вскипания воды не превышает десяти милливольт. В случае возникновения взрывного вскипания воды и формирования в ней паровой полости, напряженность электрического поля в которой в десятки раз больше, чем в окружающей жидкости, амплитуда электрического импульса достигает сотен милливольт.

Достоверность результатов диссертационной работы подтверждается корректностью использованных аналитических и численных методов, совпадением результатов моделирования с экспериментальными данными. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в реферируемых научных журналах и изданиях, неоднократно обсуждались на различных конференциях, научных семинарах и получили признание ведущих специалистов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Релятивистская лазерная плазма, возникающая при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{21} Вт/см^2 на мишени из дейтерида палладия микронной толщины, представляет собой источник гамма-квантов и нейтронов с длительностью порядка 100 фс и максимальной плотностью потока нейтронов до 10^{24} н/(с·см^2), что на несколько порядков превышает значения, характерные для современных не лазерных нейтронных источников.

2. Полный выход нейтронов в DD - реакциях при облучении фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью порядка 10^{19} - 10^{21} Вт/см^2 слоистых мишеней из дейтерированного полиэтилена с субмикронными размерами полостей увеличивается более чем в 20 раз по сравнению со случаем сплошных мишеней за счет формирования на границах полостей электростатических полей разделения заряда и, как следствие, дополнительных разнонаправленных потоков ускоренных дейтронов, отсутствующих в случае сплошной мишени.

3. При воздействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью порядка 10^{21} Вт/см^2 на металлическую мишень субмикронной толщины, ускоренные электроны со средней энергией K_0 генерируют гамма-кванты тормозного излучения со средней энергией $\langle E_\gamma \rangle$, связанной с K_0 аппроксимационным соотношением $\langle E_\gamma \rangle = 0.039 K_0 + 0.016$, где $\langle E_\gamma \rangle$ и K_0 выражаются в мегаэлектронвольтах.

4. Движение релятивистской заряженной частицы в плоской электромагнитной волне с медленно меняющейся амплитудой приближенно описывается формулами для движения частицы в монохроматической волне с заменой в них постоянной амплитуды поля на его амплитуду в точке нахождения частицы. Критерий применимости данного приближения для гауссовского импульса имеет вид $\frac{FWHM}{T} \geq 3\left(1+\frac{\mu}{4}\right)$, где $FWHM$ - длительность импульса, $\mu = I\lambda^2/\left(1.37\cdot 10^{18}\right)$, I (Вт/см^2) - интенсивность, λ (мкм) - длина волны, T - период колебаний электромагнитной волны.

5. Причиной возникновения электрических импульсов в воде и некоторых других полярных жидкостях при их облучении инфракрасным лазерным излучением с интенсивностью ниже порога плазмообразования является термодиффузионное разделение продуктов диссоциации жидкости при ее лазерном нагреве. В случае возникновения взрывного вскипания жидкости и формирования в ней паровой полости, напряженность электрического поля в которой в десятки раз больше, чем в жидкости, амплитуда электрических импульсов существенно возрастает.

Практическая ценность результатов работы. Результаты диссертационной работы могут быть использованы при разработке новых и оптимизации существующих лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения, а также в экспериментальных исследованиях новых типов мишеней и режимов лазерного воздействия на современных лазерных установках петаваттного уровня мощности, перспективных для задач лазерного термоядерного синтеза, диагностики быстропротекающих процессов, адронной терапии, лабораторной астрофизики и др.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на Международных конференциях ICONO/LAT (2007, 2010, 2013), Laser Optics (2010, 2012), Plasma physics and plasma technologies -2009, Nonlinear Optics: East-West Reunion -2011, Международном симпозиуме Complex systems of charged particles and their interaction with electromagnetic radiation (2008, 2010, 2011, 2012, 2013), на Всероссийской школе для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013), XIV Школе молодых ученых «Актуальные проблемы физики» ФИАН - 2012, на научном семинаре ИПФ РАН, научном семинаре ОИВТ РАН, научном семинаре ИС РАН, научном семинаре ИЛФИ ФГУП РФЯЦ ВНИИЭФ, различных научных семинарах ИОФ РАН.

Личный вклад автора определяется непосредственным, а в большинстве случаев, определяющим участием на всех стадиях выполнения работы, включая анализ текущего состояния научной проблемы, постановку задач, построение математических моделей, проведение численного моделирования, анализ и интерпретацию полученных данных, а также публикацию результатов. Под руководством автора подготовлена одна диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук.

Публикации Основные результаты диссертации опубликованы в 42 статьях, из которых 29 входят в перечень рецензируемых журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения. Работа изложена на 248 страницах и содержит 69 рисунков, 1 таблицу и списки цитируемой литературы (по главам, общее число ссылок 197, включая пересекающиеся).

ГЛАВА 1. ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ИНТЕНСИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

1.1 Введение

Проблема лазерного ускорения частиц исследуется в течение уже нескольких десятилетий (см. [1-3] и цитируемую там литературу). При анализе имеющихся экспериментальных результатов и прогнозировании результатов вновь предлагаемых экспериментов приходится прибегать к численным расчетам, так как точное аналитическое решение задачи о движении частицы в поле реального лазерного импульса невозможно (см. [4-7]). Чтобы быть уверенным в корректности компьютерных расчетов, желательно иметь возможность сравнения их результатов с результатами аналитического исследования для тех предельных случаев (даже далеких от реальных лазерных импульсов), когда аналитическое решение становится возможным. Мы имеем в виду решение задачи в рамках классической физики, это относится и к частицам, и к электромагнитному полю; соответствующие квантовые эффекты рассматриваются в работе [8].

Точное решение имеет задача о движении частицы в плоской электромагнитной волне, это решение было получено Френкелем [9] и Ландау и Лифшицем [10] различными методами: в [9] решается уравнение движения, в [10] – уравнение в частных производных Гамильтона-Якоби. Решение выражается в виде интегралов, которые точно вычисляются для двух случаев: строго монохроматическая волна и монохроматический волновой пакет с резкими передним и задним фронтами.

Если же волна – квазимонохроматическая, то вычисление интегралов, входящих в решение [9], [10], возможно только приближенное. Оно справедливо, когда параметр $\Lambda \sim 1/(\omega\tau_0)$, который можно называть параметром адиабатичности (ω - частота волны, а τ_0 - характерное время изменения амплитуды полей), достаточно мал. При получении ответа приходится полагать, что $\Lambda \ll 1$. Представляет интерес вопрос о том, насколько действительно должен быть мал параметр адиабатичности Λ, чтобы приближенное решение только в допустимых пределах отличалось от истинного. Когда решение является приближенным, то – наоборот – желательно иметь возможность проверить его с помощью компьютерного расчета, в достаточной точности которого была возможность удостовериться ранее.Такая проверка была проведена при помощи двухмерной XZ – версии электромагнитного 3D PIC кода KARAT [11].

Дальнейший материал разбит по следующим разделам. В разделе 1.2 мы для полноты изложения даем вывод результатов Френкеля и Ландау и Лифшица для задачи о частице в плоской волне. При этом мы следуем в основном [9]. В разделе 1.3 из общего решения Френкеля строго получается решение задачи о движении частицы в поле монохроматического импульса с резкими фронтами. Полученные здесь результаты полностью совпадают с результатами, полученными ранее в работе [1]. В разделе 1.4 из общего решения Френкеля получается точное решение задачи о движении частицы в строго монохроматической плоской волне. Это решение полностью совпадает с решением, полученным нами ранее в работе [12]. Это решение получено для произвольной (лабораторной) системы отсчета. Решение задачи о движении частицы в монохроматической плоской волне в одной выделенной системе отсчета – системе отсчета, где «частица в среднем покоится», получено Ландау и Лифшицем [10, §48]. В статье [13] результаты [10, §48] подвергаются критике. Представляется интересным выяснить, насколько справедлива эта критика. От лабораторной системы отсчета можно, разумеется, перейти и к системе отсчета, где «частица в среднем покоится». При переходе мы из своих результатов получаем результаты, тождественные результатам Ландау и Лифшица. Таким образом, критика в [13] результатов Ландау и Лифшица не обоснована (нужно только знать, что понимается в [10, §48] под системой отсчета, где «частица в среднем покоится»). Результаты, представленные в этом разделе, сравниваются также и с другими работами, в которых исследуется аналогичная задача.

В разделе 1.5 получено приближенное решение задачи о движении частицы в квазимонохроматической плоской волне – решение в низшем порядке по приведенному выше параметру Λ. Полученные результаты сравниваются с соответствующими результатами других работ. В разделе 1.6 приводится сравнение результатов приближенного решения задачи из раздела 1.5 с результатами численного решения точных уравнений движения частицы в квазимонохроматической плоской волне. Получен критерий применимости адиабатического приближения, использованного в аналитическом решении. Наконец, в Заключении 1.7 кратко формулируются результаты первой главы диссертации.

1.2 Движение частицы в плоской электромагнитной волне

Скалярный потенциал электромагнитного поля полагаем равным нулю. Тогда напряженности электрического поля $\vec{E}(\vec{r},t)$ и магнитного поля $\vec{H}(\vec{r},t)$ выражаются через векторный потенциал $\vec{A}(\vec{r},t)$ (см. [10,§46]):

$$\vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}(\vec{r},t)}{\partial t}, \qquad \vec{H}(\vec{r},t) = \operatorname{rot}\vec{A}(\vec{r},t). \tag{2.1}$$

Потенциал $\vec{A}$ электромагнитной волны можно выбрать так, чтобы (см. [10, §46])

$$\operatorname{div}\vec{A}(\vec{r},t)=0\,, \tag{2.2}$$

тогда $\vec{A}(\vec{r},t)$ удовлетворяет волновому уравнению

$$\nabla^2\vec{A}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2}=0\,; \tag{2.3}$$

такому же уравнению, очевидно, удовлетворяют и поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ (2.1).

Для плоской волны координатные оси можно выбрать так, что $\vec{A}$ будет зависеть только от одной координаты (и времени). В качестве этой координаты выберем z. Тогда (см. [10,§47])

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\vec{A}(\tau)\,, \qquad \tau=t-\frac{z}{c}\,. \tag{2.4}$$

Условие (2.2) приводится в данном случае к условию

$$\frac{\partial A_z}{\partial z}=0\,. \tag{2.5}$$

Но согласно (2.4), $\frac{\partial A_z}{\partial z}=-\frac{1}{c}\frac{dA_z}{d\tau}$. Поэтому $\frac{dA_z}{d\tau}=0$ и $A_z=const$. К $\vec{A}(\vec{r},t)$ можно прибавить любой постоянный вектор (при этом поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ (2.1) не изменяются), поэтому без каких-либо ограничений полагаем

$$A_z(\vec{r},t)=0. \tag{2.6}$$

По формулам (2.1) с учетом (2.6) имеем (см. [10, §47])

$$E_x=H_y=-\frac{1}{c}\dot{A}_x\,, \qquad E_y=-H_x=-\frac{1}{c}\dot{A}_y\,, \quad E_z=H_z=0\,, \tag{2.7}$$

где

$$\dot{\vec{A}}=\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}=\frac{d\vec{A}}{d\tau}\,. \tag{2.8}$$

Уравнение движения частицы с массой m и зарядом q в электромагнитном поле имеет вид [10, §17]

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{V}\times\vec{H}\right), \qquad (2.9)$$

где импульс частицы выражается через ее скорость $\vec{V}$ [10, §9]

$$\vec{p} = \frac{m\vec{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}. \qquad (2.10)$$

Изменение энергии частицы

$$\varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = \sqrt{m^2c^4 + c^2p^2} \qquad (2.11)$$

определяется уравнением [10, §17]

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = q\vec{E}\cdot\vec{V}. \qquad (2.12)$$

Из (2.10) и (2.11) следует связь между $\vec{p}$, $\vec{V}$ и ε [10, §9]

$$\vec{p} = \frac{\varepsilon\vec{V}}{c^2}. \qquad (2.13)$$

В случае плоской волны (2.7)-(2.8) уравнения (2.9) и (2.12)приводятся к виду

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{q}{c}\left(1 - \frac{V_z}{c}\right)\frac{dA_i(\tau)}{d\tau}, \; i = x, y; \qquad (2.14)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = \frac{1}{c}\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{q}{c^2}\vec{V}\cdot\frac{d\vec{A}}{d\tau}. \qquad (2.15)$$

Из (2.15) следует, что (см. [10, §47])

$$\varepsilon = c(\gamma + p_z), \qquad (2.16)$$

где γ - постоянная (причем $\gamma \geq 0$, так как при любом значении p_z энергия $\varepsilon > mc^2$, см. (2.11)).

В уравнениях (2.14), (2.15) переменная τ в $\vec{A}(\tau)$ понимается как (см. (2.4)) $\tau = t - \frac{z(t)}{c}$, где $z(t)$ - координата частицы в момент времени *t*. Поэтому

$$\frac{d\tau}{dt} = 1 - \frac{V_z(t)}{c}. \tag{2.17}$$

Из (2.14), используя (2.17), находим (см. [10, §47]):

$$p_i = \chi_i - \frac{q}{c} A_i, \; i = x, y, \tag{2.18}$$

где χ_x и χ_y - постоянные. Функцию $p_z(\tau)$ находим из (2.11), используя (2.16) и (2.18), (см. [10, §47]):

$$p_z = \frac{1}{2\gamma}\left((mc)^2 - \gamma^2 + \chi^2 - 2\frac{q}{c}\vec{\chi}\cdot\vec{A} + \left(\frac{q}{c}\right)^2 \vec{A}^2 \right), \tag{2.19}$$

где $\chi^2 = \chi_x^2 + \chi_y^2$.

Скорость частицы, согласно (2.13) и (2.16),

$$\vec{V} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{c\vec{p}}{\gamma + p_z}. \tag{2.20}$$

Если используя (2.20), V_z выразить через p_z, то равенство (2.17) можно записать в виде:

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{\gamma}{\gamma + p_z}. \tag{2.21}$$

Учитывая (2.21), уравнения (2.20) для координат частицы приводим к виду

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \frac{c\vec{p}}{\gamma}. \tag{2.22}$$

Отсюда, используя функции $\vec{p}(\tau)$ (2.18)-(2.19), находим параметрические формулы [10, §47]:

$$x = x_0 + \frac{c}{\gamma}\chi_x(\tau - \tau_0) - \frac{q}{\gamma}\int_{\tau_0}^{\tau} A_x(\tau')d\tau',$$

$$y = y_0 + \frac{c}{\gamma}\chi_y(\tau - \tau_0) - \frac{q}{\gamma}\int_{\tau_0}^{\tau} A_y(\tau')d\tau', \tag{2.23}$$

$$z = z_0 + \frac{c}{2}\left(\frac{m^2c^2 + \chi^2}{\gamma^2} - 1\right)(\tau - \tau_0) - \frac{q}{\gamma^2}\int_{\tau_0}^{\tau} \vec{\chi}\cdot\vec{A}(\tau')d\tau' + \frac{q^2}{2c\gamma^2}\int_{\tau_0}^{\tau} \vec{A}^2(\tau')d\tau',$$
$$ct = c\tau + z,$$

где x_0, y_0, z_0 - координаты частицы в момент времени $t = 0$ и $\tau_0 = -z_0/c$.

Постоянные χ_x, χ_y и γ определяются заданием начальной скорости частицы $\vec{V}_0$.

Из (2.18), (2.13) и (2.11) находим:

$$\chi_i = \frac{q}{c}A_i(\tau_0) + \frac{mV_{i0}}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}, \quad i = x, y. \tag{2.24}$$

Из (2.16), (2.13) и (2.11) находим

$$\gamma = mc\frac{1 - V_{z0}/c}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}}. \tag{2.25}$$

Заметим, что величина $\gamma = \varepsilon/c - p_z$ остается постоянной (γ называется интегралом движения[1]) и при наличии постоянного магнитного поля, если его направление совпадает с направлением распространения волны (магнитное поле не изменяет энергию частицы и, если оно направлено по оси z, не изменяет импульс p_z). Это обстоятельство имеет решающее значение для эффекта авторезонансного движения частицы в плоской монохроматической

[1]Существование интеграла движения γ называют теоремой Лоусона-Вудварда[14,15]

волне, предсказанного в [16, 17] и исследованного численно, например, в [18].

1.3 Лазерный импульс с резкими фронтами

Самый простой случай, когда вычисления можно продолжить (т.е. вычислить интегралы в (2.23)), - это импульс с резкими передним и задним фронтами. Этот вариант ускорения электронов в плоской поперечной волне исследовался экспериментально и теоретически в [1, 3]. Чтобы сравнить результаты, получающиеся из общих формул предыдущего раздела с результатами [1], выберем поле $\vec{E}$ в таком виде, как в [1]:

$$E_x = H_y = E(\tau)\,, \qquad E_y = H_x = 0\,,$$

$$E(\tau) = E_0 \sin(\omega\tau)\left[\theta(\tau) - \theta(\tau - l/c)\right], \qquad \tau = t - \frac{z}{c}\,,$$

(3.1)

где $\theta(\varsigma) = 0$, если $\varsigma < 0$, и $\theta(\varsigma) = 1$, если $\varsigma > 0$, - функция Хевисайда, амплитуда поля $E_0 > 0$ и длина $l > 0$.

Полю (3.1) соответствует потенциал $\vec{A}(\tau)$ (см. (2.7)) в виде:

$$A_x = A(\tau)\,, \qquad A_y = A_z = 0\,,$$

$$A(\tau) = \frac{c}{\omega} E_0 \begin{cases} 1, & \tau \le 0 \\ \cos(\omega\tau), & 0 \le \tau \le l/c \\ \cos(kl), & \tau \ge l/c \end{cases} \equiv \frac{c}{\omega} E_0 \{1, \cos(\omega\tau), \cos(kl)\},\ k = \frac{\omega}{c}\,. \quad (3.2)$$

Начало координат выберем в точке, где находится покоящаяся частица до прихода импульса. Отсчет времени будем вести от момента прихода переднего фронта импульса в начало координат, так что, как и в [1], $\vec{r}_0 = 0$, $\vec{V}_0 = 0$ и $\tau_0 = 0$. Тогда из (2.25), (2.24) и (3.2) следует, что

$$\gamma = mc, \qquad \chi_x = mc\sqrt{\mu}\,\frac{q}{|q|}, \qquad \chi_y = 0; \qquad \mu = \left(\frac{qE_0}{mc\omega}\right)^2. \qquad (3.3)$$

Из (2.18), (2.19), (2.16), (3.2) и (3.3) находим:

$$p_x(\tau) = 2mc\sqrt{\mu}\,\frac{q}{|q|}\left\{0, \sin^2(\omega\tau/2), \sin^2(kl/2)\right\}, \qquad p_y = 0,$$

$$p_z(\tau) = 2mc\mu\left\{0, \sin^4(\omega\tau/2), \sin^4(kl/2)\right\},$$

$$\varepsilon = mc^2\left\{1, 1 + 2\mu\sin^4(\omega\tau/2), 1 + 2\mu\sin^4(kl/2)\right\}. \qquad (3.4)$$

Из (2.13) и (3.4) находим:

$$V_x / c = 2\sqrt{\mu}\,\frac{q}{|q|}\left\{0, \frac{\sin^2(\omega\tau/2)}{1 + 2\mu\sin^4(\omega\tau/2)}, \frac{\sin^2(kl/2)}{1 + 2\mu\sin^4(kl/2)}\right\}, V_y = 0,$$

$$V_z / c = 2\mu\left\{0, \frac{\sin^4(\omega\tau/2)}{1 + 2\mu\sin^4(\omega\tau/2)}, \frac{\sin^4(kl/2)}{1 + 2\mu\sin^4(kl/2)}\right\}. \qquad (3.5)$$

После прохождения импульса частица получает максимальную (при заданном значении параметра μ (3.3)) энергию, если $kl/2 = (2n+1)\dfrac{\pi}{2}$, $n = 0,1,2...$, или $l/cT = n + 1/2$, т.е. если в длине импульса l укладывается нечетное число полуволн. Если же в длине импульса укладывается целое число волн $l/cT = n$ или $kl/2 = n\pi$, то частица после прохождения импульса снова покоится.

Из (2.23), (3.2) и (3.3) можно найти и координаты частицы. Простые вычисления приводят к следующим ответам:

$$x(\tau) = \frac{q}{|q|}\sqrt{\mu}\left\{0, -\frac{\sin\omega\tau}{k} + c\tau, \left(-\frac{1}{k}\sin(kl) + l\cos(kl)\right) + c\tau(\cos(kl) - 1)\right\},$$

$$y(\tau) = 0,$$

$$z(\tau)=\mu\left\{0,\frac{3}{4}c\tau-\frac{\sin\omega\tau}{k}+\frac{\sin 2\omega\tau}{8k},\frac{c\tau}{2}(1-\cos(kl))^2+l\left(\cos(kl)-\frac{1}{2}\cos^2(kl)+\frac{1}{4}\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{k}\left(\sin(kl)-\frac{1}{8}\sin(2kl)\right)\right\}. \tag{3.6}$$

Из (3.5) следует, что при $\tau\geq l/c$ скорость частицы $\vec{V}$ не изменяется, т.е. момент времени t_1 и координата z_1 частицы, соответствующие прохождению заднего фронта импульса, связаны равенством $t_1=(l+z_1)/c$. Из (3.6) при $\tau=l/c$ находим:

$$z_1=\frac{3}{4}\mu l-\frac{\mu}{k}\left(\sin kl-\frac{1}{8}\sin 2kl\right). \tag{3.7}$$

Соответствующий момент времени

$$t_1=\left(1+\frac{3}{4}\mu\right)\frac{l}{c}-\frac{\mu}{\omega}\left(\sin kl-\frac{1}{8}\sin 2kl\right). \tag{3.8}$$

Соответствующая $x-$координата находится из (3.6) при $\tau=l/c$:

$$x_1\equiv x(l/c)=\frac{q}{|q|}\sqrt{\mu}\left(l-\frac{\sin(kl)}{k}\right). \tag{3.9}$$

Как и должно быть, при $t>t_1$ (или при $\tau>l/c$) соответствующие выражения (3.6) могут быть приведены к виду

$$x(t)=x_1+V_x(t-t_1),\qquad y(t)=0,\qquad z(t)=z_1+V_z(t-t_1), \tag{3.10}$$

где $\vec{V}$ - постоянная скорость частицы после прохождения импульса (см. (3.5)).

Формулы (3.4) – (3.5) полностью совпадают с результатами [1]. Заметим, что после прохождения лазерного импульса постоянная скорость $V_z\geq 0$ (см. (3.5)). Мы обращаем внимание на этот результат потому, что согласно работам [19, 20], в некоторых условиях существует возможность дрейфа частицы после прохождения лазерного импульса в направлении, обратном направлению его распространения.

1.4 Движение заряженной частицы в поле монохроматической плоской волны

Для дальнейшего изложения векторный потенциал (2.4), (2.6) удобно представить в виде:

$$A_x = -\frac{c}{\omega} b_x(\tau)\sin\Phi\,, \qquad A_y = \pm\frac{c}{\omega} b_y(\tau)\cos\Phi\,, \tag{4.1}$$

вводя новые функции $b_x(\tau)$ и $b_y(\tau)$ и $\Phi \equiv \Phi(\tau) = \omega\tau + \alpha$, где ω и α - постоянные. При этом формулы (2.18) – (2.20), (2.16) и (2.23) принимают следующий вид:

$$p_x = \chi_x + \frac{q}{\omega} b_x(\tau)\sin\Phi\,, \qquad p_y = \chi_y \mp \frac{q}{\omega} b_y(\tau)\cos\Phi\,, \qquad p_z = \gamma g(\tau)\,,$$

$$\varepsilon = c\gamma\left[1 + g(\tau)\right]; \tag{4.2}$$

$$V_x = \frac{c}{\gamma\left[1+g(\tau)\right]}\left(\chi_x + \frac{q}{\omega} b_x(\tau)\sin\Phi\right),$$

$$V_y = \frac{c}{\gamma\left[1+g(\tau)\right]}\left(\chi_y \mp \frac{q}{\omega} b_y(\tau)\cos\Phi\right),$$

$$V_z = c\frac{g(\tau)}{1+g(\tau)}; \tag{4.3}$$

$$x = x_0 + \frac{c}{\gamma}\chi_x\left(\tau - \tau_0\right) + \frac{qc}{\gamma\omega}\int\limits_{\tau_0}^{\tau} b_x(\tau')\sin\Phi' d\tau'\,,$$

$$y = y_0 + \frac{c}{\gamma}\chi_y\left(\tau - \tau_0\right) \mp \frac{qc}{\gamma\omega}\int\limits_{\tau_0}^{\tau} b_y\left(\tau'\right)\cos\Phi' d\tau'\,,$$

$$z = z_0 + c\int\limits_{\tau_0}^{\tau} g(\tau')\,d\tau' , \qquad (4.4)$$

где $\Phi' \equiv \Phi(\tau')$,

$$g(\tau) = h(\tau) + \frac{q}{\gamma^2\omega}\left(\chi_x b_x \sin\Phi \mp \chi_y b_y \cos\Phi\right) - \left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^2 \left(b_x^2 - b_y^2\right)\cos 2\Phi , \qquad (4.5)$$

$$h(\tau) = \frac{1}{2}\left(\frac{m^2c^2 + \chi^2}{\gamma^2} - 1\right) + \left(\frac{mc}{2\gamma}\right)^2 \mu(\tau), \quad \mu(\tau) = \left(\frac{q}{mc\omega}\right)^2 \left(b_x^2(\tau) + b_y^2(\tau)\right). \qquad (4.6)$$

Для постоянных χ_x и χ_y имеем, согласно (2.24) и (4.1):

$$\chi_x = -\frac{q}{\omega} b_{x0} \sin\Phi_0 + \frac{mV_{x0}}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}} , \qquad \chi_y = \pm\frac{q}{\omega} b_{y0} \cos\Phi_0 + \frac{mV_{y0}}{\sqrt{1 - V_0^2/c^2}} , \qquad (4.7)$$

где b_{x0} и b_{y0} и $\Phi_0 = \omega\tau_0 + \alpha$ - значения соответствующих величин в момент времени $t = 0$.

Предельный случай, когда $b_x(\tau)$ и $b_y(\tau)$ - постоянные, соответствует монохроматической плоской волне с частотой ω, распространяющейся вдоль оси z, с осями эллипса поляризации, совпадающими с осями x и y (если принять, что $b_x \geq b_y \geq 0$, то верхний знак в $A_y(\tau)$ (4.1) отвечает правой, а нижний знак – левой поляризации). В этом случае формулы (4.2) – (4.7) приводятся к соответствующим формулам (8) – (13) работы [12][2]. Все результаты [12] относятся к лабораторной системе отсчета (L-системе).

Основные результаты работы [12] состоят в следующем: движение частицы представляет собой наложение дрейфа – движения с постоянной скоростью

[2] В дальнейшем мы часто будем ссылаться на работу [12]; ссылка, например, [12, (12)] будет означать ссылку на формулу (12) из [12].

$$\tilde{V}_x = \frac{\chi_x}{\gamma}\frac{c}{1+h}, \qquad \tilde{V}_y = \frac{\chi_y}{\gamma}\frac{c}{1+h}, \qquad \tilde{V}_z = \frac{ch}{1+h} \tag{4.8}$$

и осцилляционного (колебательного) движения с периодом

$$\tilde{T} = \frac{2\pi}{\omega}\frac{1}{1-\tilde{V}_z/c} = \frac{T}{1-\tilde{V}_z/c} = T(1+h). \tag{4.9}$$

Средняя (по периоду $\tilde{T}$) скорость осцилляционного движения равна нулю, так что скорость (4.8) есть и средняя скорость $\bar{\vec{V}} = \tilde{\vec{V}}$. Для волны с круговой поляризации $b_x = b_y = b/\sqrt{2}$, при этом

$$h = \frac{1}{2}\left(\frac{qb}{mc\omega}\right)^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{2q^2}{\pi m^2 c^5} I\lambda^2\right) \equiv \frac{\mu}{2},$$

где $I = cb^2/(8\pi)$ - интенсивность волны, $\lambda = 2\pi c/\omega$ - длина волны.

Период осцилляций частицы в этом случае равен:

$$\tilde{T} = T(1+h) = T(1+\mu/2).$$

Средняя энергия первоначально покоящейся частицы в волне круговой поляризации:

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{1}{2}mc^2\mu\left(1+\frac{\mu}{4+2\mu}\right).$$

Видно, что период осцилляций частицы и ее средняя энергия не зависят от начальной фазы волны.

В случае линейной поляризации $b_x = b$, $b_y = 0$ (по-прежнему для неподвижной в начальный момент времени частицы)

$$h = \frac{1}{4}\left(\frac{qb}{mc\omega}\right)^2\left(1+2\sin^2\Phi_0\right) = \frac{\mu}{4}\left(1+2\sin^2\Phi_0\right).$$

Период осцилляций частицы равен:

$$\tilde{T} = T\left[1+\frac{\mu}{4}\left(1+2\sin^2\Phi_0\right)\right].$$

Средняя энергия первоначально покоящейся частицы в волне линейной поляризации:

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{1}{4} mc^2 \mu \left[1 + 2\sin^2 \Phi_0 + \frac{\mu\left(1/8 + 2\sin^2 \Phi_0\right)}{1 + \left(1/4\right)\mu\left(1 + 2\sin^2 \Phi_0\right)} \right].$$

Максимальная средняя энергия получается при фазе $\Phi_0 = \frac{\pi}{2}$ или $\frac{3\pi}{2}$, когда поле в точке, где в начальный момент времени находится частица, равно нулю[3]. В этом случае имеем

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{3}{4} mc^2 \mu \left(1 + \frac{17\mu}{24 + 18\mu} \right).$$

Минимальная средняя энергия соответствует фазе $\Phi_0 = 0$ или π и определяется формулой

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{1}{4} mc^2 \mu \left(1 + \frac{\mu}{8 + 2\mu} \right).$$

Наконец, усредненная по начальной фазе Φ_0 средняя энергия заряженной частицы в поле плоской монохроматической волны линейной поляризации имеет вид

$$\left\langle \bar{\varepsilon} \right\rangle - mc^2 = \frac{1}{4} mc^2 \mu \left(6 - \frac{32 + 7\mu}{2\sqrt{4 + 3\mu}\sqrt{4 + \mu}} \right).$$

На рис. 4.1 приводятся зависимости средних энергий электрона от интенсивности плоской монохроматической электромагнитной волны: кривая 1 - в случае линейной поляризации, кривая 2 - в случае круговой поляризации. Кривая 3 - расчет по формуле для кинетической энергии электрона $\bar{K} = mc^2\left(\sqrt{1+\mu} - 1\right)$, осциллирующего в поперечном поле падающей световой волны, приведенной в работе [21]. Как видно из рисунка, эта

---

[3] Заметим, что максимальная средняя энергия частицы в монохроматической волне меньше, чем энергия, полученная частицей при взаимодействии с лазерным импульсом с резкими фронтами (согласно (3.4): $\varepsilon_{\max} / mc^2 - 1 = 2\mu$.

формула, полученная в приближении $\vec{E} >> \frac{1}{c} \cdot \vec{V} \times \vec{B}$, дает существенно заниженные значения средней энергии электрона в электромагнитном поле релятивистской интенсивности. Средние энергии оказываются сравнимыми только в нерелятивистском пределе. Средние энергии оказываются сравнимыми только в нерелятивистском пределе: различие в энергиях не превышает 10 % при $I\lambda^2 < 2 \cdot 10^{17}$ (Вт мкм^2)/см^2.

В экспериментальной работе [22], посвященной исследованию особенностей ускорения электронов в поле интенсивного субпикосекундного лазерного импульса, в условиях, когда взаимодействием электронов друг с другом можно пренебречь, показано, что максимальная энергия ускоренных электронов $E \propto I$, что соответствует нашим результатам в первом приближении по μ.

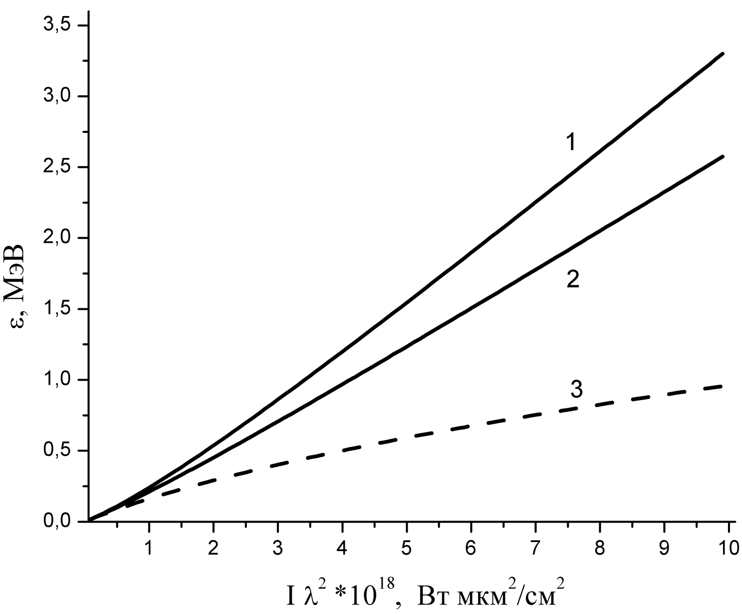


Рис. 4.1. Зависимость средней энергии электрона от интенсивности плоской монохроматической электромагнитной волны: 1 – линейная поляризация; 2 - круговая поляризация; 3 – расчет по формуле $\overline{K} = mc^2\left(\sqrt{1+\mu} - 1\right)$.

В L-системе траектория частицы имеет сложный вид. Простой вид траектория частицы имеет в той системе отсчета, где она в среднем покоится (R- система), совершая только осцилляционные движения, т.е. там, где ее средняя скорость $\bar{\bar{\vec{V}}} = 0$. Движение частицы в R- системе рассмотрено в [10, §48]. Результаты [10, §48] подвергнуты критике в работе [13], и мы полагаем необходимым выяснить, насколько эта критика справедлива.

Переход от L-системы отсчета в R- систему отсчета должен осуществляться с помощью преобразований Лоренца, параметрами в которых являются проекции скорости $\bar{\bar{\vec{V}}} = \tilde{\tilde{\vec{V}}}$. Но можно поступить и по-другому: начальную скорость $\overrightarrow{V_0}$ подчинить таким условиям, чтобы $\tilde{\tilde{\vec{V}}} = 0$, так что L-система будет и R-системой. Из (4.8) следует, что $\tilde{\tilde{\vec{V}}} = 0$, если только

$$\chi_x = \chi_y = 0, \qquad\qquad h = 0. \tag{4.10}$$

Выбираем, следуя [10, §48], начало отсчета времени так, чтобы фаза $\alpha = 0$, и начало координат так, чтобы $y_0 = z_0 = 0$ и $x_0 = -(qcb_x)/(\gamma\omega^2)$. Тогда $\Phi = \omega\tau = \omega(t - z/c)$, $\Phi_0 = 0$ и (см. (4.2)-(4.6))

$$g = -\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^2 \left(b_x^2 - b_y^2\right)\cos 2\Phi\,; \tag{4.11}$$

$$p_x = \frac{qb_x}{\omega}\sin\Phi, \qquad p_y = \mp\frac{qb_y}{\omega}\cos\Phi, \qquad p_z = \gamma g, \qquad \varepsilon = c\gamma(1+g)\,; \tag{4.12}$$

$$\frac{V_x}{c} = \frac{q}{\gamma\omega(1+g)}b_x\sin\Phi, \qquad \frac{V_y}{c} = \mp\frac{q}{\gamma\omega(1+g)}b_y\cos\Phi, \qquad \frac{V_z}{c} = \frac{g}{1+g}, \tag{4.13}$$

$$x = -\frac{q\,cb_x}{\gamma\,\omega^2}\cos\Phi, \quad y = \mp\frac{q\,cb_y}{\gamma\,\omega^2}\sin\Phi, \quad z = -\frac{c}{2\omega}\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^2\left(b_x^2 - b_y^2\right)\sin 2\Phi\,. \tag{4.14}$$

Учитывая, что $\Phi_0 = 0$, для начальной скорости частицы из (4.13) находим:

$$V_{x0} = 0, \qquad \frac{V_{y0}}{c} = \mp \frac{q}{\gamma\omega(1+g_0)} b_y, \qquad \frac{V_{z0}}{c} = \frac{g_0}{1+g_0} \tag{4.15}$$

где (см. (4.11))

$$g_0 = -\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^2 \left(b_x^2 - b_y^2\right). \tag{4.16}$$

Из (4.10) и (4.6) находим значение постоянной γ (2.25):

$$\left(\frac{\gamma}{mc}\right)^2 = 1 + \frac{\mu}{2}. \tag{4.17}$$

Усредняя $\vec{p}(t)$ (4.12), $\vec{V}(t)$ (4.13) и $\vec{r}(t)$ (4.14) по периоду $\tilde{T} = T$ (см. (4.9) и (4.10)), находим:

$$\overline{p_x} = \overline{p_y} = 0, \qquad \overline{p_z}/\gamma = \frac{1}{2}\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^4 \left(b_x^2 - b_y^2\right)^2, \ \bar{\varepsilon} = c\left(\gamma + \bar{p}_z\right), \tag{4.18}$$

$$\overline{V_x} = \overline{V_y} = \overline{V_z} = 0, \qquad \bar{x} = \bar{y} = \bar{z} = 0.$$

Следуя [10, §48], рассмотрим случаи линейной и круговой поляризации волны. В случае линейной поляризации ($b_x = b$, $b_y = 0$) из (4.11) - (4.18) получаем:

$$g = -\frac{\mu/4}{1+\mu/2}\cos 2\Phi, \qquad \frac{p_x}{mc} = \frac{q}{|q|}\sqrt{\mu}\sin\Phi$$

$$p_y = 0, \qquad \frac{p_z}{mc} = -\frac{\mu/4}{\sqrt{1+\mu/2}}\cos 2\Phi,$$

$$\frac{\varepsilon}{mc^2} = \sqrt{1+\mu/2}\left(1 - \frac{\mu/4}{1+\mu/2}\cos 2\Phi\right);$$

$$\frac{V_x}{c}=\frac{q}{|q|}\sqrt{\frac{\mu}{1+\mu/2}}\frac{\sin\Phi}{1+g}, \qquad V_y=0, \qquad \frac{V_z}{c}=\frac{g}{1+g};$$

$$x=-\frac{q}{|q|}\frac{c}{\omega}\sqrt{\frac{\mu}{1+\mu/2}}\cos\Phi, \qquad y=0 \qquad z=-\frac{c}{8\omega}\frac{\mu}{1+\mu/2}\sin 2\Phi,$$

$$\Phi=\omega\left(t-\frac{z}{c}\right);$$

$$\overline{p_x}=\overline{p_y}=0, \qquad \frac{\overline{p}_z}{mc}=\frac{1}{32}\frac{\mu^2}{\left(1+\mu/2\right)^{3/2}}, \qquad \frac{\overline{\varepsilon}}{mc^2}=\frac{16(1+\mu)+5\mu^2}{16\left(1+\mu/2\right)^{3/2}};$$

$$V_{x0}=V_{y0}=0, \qquad \frac{V_{z0}}{c}=-\frac{\mu/4}{1+\mu/4}. \tag{4.19}$$

В случае круговой поляризации волны ($b_x=b_y=b/\sqrt{2}$) из (4.11) - (4.18) получаем:

$$g=0,$$

$$\frac{p_x}{mc}=\frac{q}{|q|}\sqrt{\frac{\mu}{2}}\sin\Phi, \qquad \frac{p_y}{mc}=\mp\frac{q}{|q|}\sqrt{\frac{\mu}{2}}\cos\Phi, \qquad p_z=0,$$

$$\frac{\varepsilon}{mc^2}=\sqrt{1+\mu/2};$$

$$\frac{V_x}{c}=\frac{q}{|q|}\sqrt{\frac{\mu/2}{1+\mu/2}}\sin\Phi, \qquad \frac{V_y}{c}=\mp\frac{q}{|q|}\sqrt{\frac{\mu/2}{1+\mu/2}}\cos\Phi, \qquad V_z=0;$$

$$x=-\frac{q}{|q|}\frac{c}{\omega}\sqrt{\frac{\mu/2}{1+\mu/2}}\cos\Phi, \qquad y=\mp\frac{q}{|q|}\frac{c}{\omega}\sqrt{\frac{\mu/2}{1+\mu/2}}\sin\Phi, \qquad z=0, \quad \Phi=\omega t;$$

$$\overline{p}_x=\overline{p}_y=\overline{p}_z=0, \qquad \frac{\overline{\varepsilon}}{mc^2}=\sqrt{1+\mu/2};$$

$$V_{x0} = V_{z0} = 0, \quad \frac{V_{y0}}{c} = \mp \frac{q}{|q|} \sqrt{\frac{\mu/2}{1 + \mu/2}}. \tag{4.20}$$

Частица движется в плоскости *xy* (перпендикулярной к направлению распространения волны) по окружности с центром в начале координат и радиусом, равным $\frac{c}{\omega}\sqrt{\frac{\mu/2}{1+\mu/2}}$, с постоянной по величине скоростью $V = c\sqrt{\frac{\mu/2}{1+\mu/2}}$ (импульсом $p = mc\sqrt{\mu/2}$ и энергией $\varepsilon = mc^2\sqrt{1+\mu/2}$). При этом, так как (см. (2.7) и (4.1)), $H_x = \mp \frac{b}{\sqrt{2}}\sin\Phi$, $H_y = \frac{b}{\sqrt{2}}\cos\Phi$, то

$$\frac{V_x}{H_x} = \frac{V_y}{H_y} = \mp \frac{q}{|q|}\frac{1}{b}\sqrt{\frac{\mu}{1+\mu/2}}, \tag{4.21}$$

т.е. в волне с правой круговой поляризацией отрицательно заряженная частица движется по направлению $\vec{H}$, а положительно заряженная частица в обратном направлении.

Результаты (4.19) и (4.20) полностью согласуются с соответствующими результатами [10, §48], нужно только правильно понимать, что значит система отсчета, в которой «частица в среднем покоится». В [10, §§47, 48] «система отсчета выбрана таким образом, что в ней частица в среднем покоится, т.е. ее средний импульс равен нулю». В наших формулах этого раздела под системой отсчета, где «частица в среднем покоится», понимается система отсчета, в которой средняя за период скорость частицы равна нулю $\bar{\vec{V}} = 0$. При этом средний за период осцилляций импульс может быть равен нулю (при круговой поляризации) или отличен от нуля (при линейной поляризации). На первый взгляд кажется, что в [10, §§47, 48] и в нашей работе речь идет о разных системах отсчета. На самом деле это не так: под средним значением импульса в [10, §§47, 48] понимается его среднее значение как функции фазы Φ. Чтобы это показать, выпишем выражения для средней скорости частицы, используя последовательно (2.13), (2.16), (2.21), (4.2) и (4.9) и учитывая, что период $\tilde{T}$ осцилляций частицы определяется условием [12] $\Phi(t+\tilde{T}) = \Phi(t) + 2\pi$:

$$\bar{\vec{V}}(t) \equiv \frac{1}{\tilde{T}} \int\limits_{t}^{t+\tilde{T}} \vec{V}(t')dt' = \frac{1}{\tilde{T}} \int\limits_{t}^{t+\tilde{T}} \frac{c^2 \vec{p}(t')}{\varepsilon(t')} dt' = \frac{c}{\tilde{T}} \int\limits_{t}^{t+\tilde{T}} \frac{\vec{p}(t')}{\gamma + p_z(t')} dt' = \frac{c}{\gamma\omega\tilde{T}} \int\limits_{\Phi(t)}^{\Phi(t+\tilde{T})} \vec{p}(\Phi')d\Phi' =$$

$$= \frac{c}{\gamma(1+h)} \frac{1}{2\pi} \int\limits_{\Phi(t)}^{\Phi(t)+2\pi} \vec{p}(\Phi')d\Phi' = \frac{c}{\gamma(1+h)} \langle \vec{p}(\Phi) \rangle, \qquad (4.22)$$

т.е. средняя (по периоду $\tilde{T}$ движения) скорость частицы оказывается пропорциональной среднему значению импульса, как функции параметра Φ. Таким образом, действительно: в [10, §§47,48] средний импульс частицы – это не среднее по периоду $\tilde{T}$ осцилляций значение импульса частицы $\vec{p}(t)$, но среднее по периоду 2π значение функции $p(\Phi)$ (напомним, что $\Phi = \omega\left[t - \frac{z(t)}{c}\right] + \alpha$).

Задача о движении частицы в монохроматической плоской волне (при нулевых начальных условиях $\vec{V}_0 = 0$) решалась в работе [23] на основе [10, §48]. Дрейф частицы, согласно [23], направлен вдоль направления распространения волны, что не верно (компонента $\tilde{V}_z$ скорости дрейфа получена правильно). Период $\tilde{T}$ осцилляторного движения частицы в [23] не получен; более того авторы, по-видимому, полагают, что период $\tilde{T}$ совпадает с периодом волны, так как утверждают, что $\vec{r}(t)$ может содержать все гармоники частоты ω волны. На самом же деле $\vec{r}(t)$ может содержать все гармоники частоты $\tilde{\omega} = 2\pi / \tilde{T}$

.

Задача о движении частицы в линейно-поляризованной монохроматической плоской волне рассматривалась в [24, 25][4]. Наши формулы для импульса $\vec{p}$ и энергии ε (при линейной поляризации) совпадают с соответствующими формулами [24, 25]. Расхождения имеются для усредненных величин, так как авторы [24, 25] проводят усреднение не функций $\vec{p}(t)$, а функций $\vec{p}(\Phi)$. Авторы находят выражения для периода движения частицы, которое считают правильным по порядку величины; на самом деле – это точная формула (4.9) (нужно только знать $\tilde{V}_z$). Авторы правильно отмечают, что дрейф частицы имеет место не только в направлении распространения волны, но и в направлении электрического поля. Все результаты, которые получены в [25] для сравнительно слабых полей по теории возмущений, полностью совпадают с нашими результатами, если в них провести соответствующее разложение по малому параметру $qb/(mc\omega)$.

1.5 Движение частицы в плоской квазимонохроматической волне

Будем полагать, что функции $b_x(\tau)$ и $b_y(\tau)$ в (4.1) - достаточно медленные: если они заметно изменяются при изменении аргумента на величину $\sim\tau_b$, то параметр

$$\Lambda \equiv \frac{T}{\tau_b} \sim \frac{1}{\omega\tau_b} << 1. \qquad (5.1)$$

При выполнении условия адиабатичности (5.1) можно приближенно вычислить интегралы в формулах (4.4), определяющих координаты частицы $\vec{r}(t)$. Эти интегралы имеют вид:

[4] Движение частицы в стоячей электромагнитной волне теоретически исследовалось в работах [26-28]

$$I_{nc}(\varphi) \equiv \int_{\tau_0}^{\tau} \varphi(\tau') \cos n\Phi' d\tau' \,, I_{ns}(\varphi) \equiv \int_{\tau_0}^{\tau} \varphi(\tau') \sin n\Phi' d\tau' \,, \qquad (5.2)$$

где $\varphi(\tau)$ - некоторая плавная функция (b_x, b_y или их комбинации), для которой выполняется условие (5.1). Интегрируя по частям, получаем:

$$I_{nc}(\varphi) = \frac{1}{n\omega}\left\{[\varphi(\tau)\sin n\Phi - \varphi(\tau_0)\sin n\Phi_0] - I_{ns}\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)\right\},$$
$$I_{ns}(\varphi) = -\frac{1}{n\omega}\left\{[\varphi(\tau)\cos n\Phi - \varphi(\tau_0)\cos n\Phi_0] - I_{nc}\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\right)\right\}.$$

Отсюда имеем:

$$I_{nc}(\varphi) = \frac{1}{n\omega}\left\{[\varphi(\tau)\sin n\Phi - \varphi(\tau_0)\sin n\Phi_0] + \frac{1}{n\omega}\left(\frac{d\varphi}{d\tau}\cos n\Phi - \frac{d\varphi}{d\tau_0}\cos n\Phi_0\right) + \ldots\right\}.$$

Учитывая, что

$$\left|\frac{1}{\omega}\frac{d\varphi}{d\tau}\right| \sim |\varphi|\frac{1}{\omega\tau_0} \sim \Lambda|\varphi|,$$

и пренебрегая малыми слагаемыми, получаем для $I_{nc}(\varphi)$ (и аналогично для $I_{ns}(\varphi)$) следующие выражения:

$$I_{nc}(\varphi) = \frac{1}{n\omega}[\varphi(\tau)\sin n\Phi - \varphi(\tau_0)\sin n\Phi_0],$$

$$I_{ns}(\varphi) = -\frac{1}{n\omega}[\varphi(\tau)\cos n\Phi - \varphi(\tau_0)\cos n\Phi_0]. \qquad (5.3)$$

Подставляя (5.2)-(5.3) в (4.4), получаем:

$$x = x_0 + \frac{c}{\gamma}\chi_x(\tau - \tau_0) - \frac{qc}{\gamma\omega^2}[b_x(\tau)\cos\Phi - b_{x0}\cos\Phi_0],$$

$$y = y_0 + \frac{c}{\gamma}\chi_y(\tau - \tau_0) \mp \frac{qc}{\gamma\omega^2}[b_y(\tau)\sin\Phi - b_{y0}\sin\Phi_0], \qquad (5.4)$$

$$z = z_0 + c\int\limits_{\tau_0}^{\tau} h(\tau')d\tau' + \frac{qc}{(\gamma\omega)^2}\left[\chi_x\left(b_{x0}\cos\Phi_0 - b_x(\tau)\cos\Phi\right) \pm \chi_y\left(b_{y0}\sin\Phi_0 - b_y(\tau)\sin\Phi\right)\right] +$$

$$+\frac{c}{2\omega}\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^2\left[\left(b_{x0}^2 - b_{y0}^2\right)\sin 2\Phi_0 - \left(b_x^2(\tau) - b_y^2(\tau)\right)\sin 2\Phi\right]$$

Как показано в [12], движение частицы в плоской монохроматической волне представляет собой наложение движения с постоянной скоростью $\tilde{\tilde{V}}$ (4.8) и колебательного движения с постоянным периодом $\tilde{T}$ (4.9) (отличающимся от периода $T = 2\pi/\omega$ волны). Можно ожидать, что и теперь, когда волна – не монохроматическая (но $\Lambda << 1$), движение частицы на интервале времени, малом по сравнению с τ_b, будет мало отличаться от ее движения в строго монохроматическом поле, т.е. тоже будет колебательным с периодом $\tilde{T}$, который теперь сам будет медленной функцией времени. Исходя из этих соображений, представим выражение для координат (5.4) в виде, аналогичном [12, (14)]:

$$\vec{r}(t) = \vec{R}(t) + \vec{\rho}(t), \tag{5.5}$$

где $\vec{R} \equiv (X, Y, Z)$ - медленные функции времени, а $\vec{\rho} \equiv (\xi, \eta, \zeta)$ - соответствуют колебательному движению частицы.

Будем полагать, что колебания малы по сравнению с расстоянием, на котором заметно изменяются амплитуды b_x и b_y: $|\zeta_{\max}| \le c\tilde{T} << c\tau_b$, или что выполняется условие

$$\tilde{\Lambda} \equiv \tilde{T}/\tau_b << 1, \tag{5.6}$$

которое может быть более сильным условием, чем условие (5.1). Если условие (5.6) выполняется, то вводя

$$\tilde{\tau}(t) = t - \frac{1}{c}Z(t), \qquad , \tag{5.7}$$

так что $\tau = \tilde{\tau} - \frac{1}{c}\zeta(t)$, и опуская малые по параметру (5.6) слагаемые, имеем:

$$b_x(\tau) \cong b_x(\tilde{\tau}), \qquad b_y(\tau) \cong b_y(\tilde{\tau}),$$

$$\int_{\tau_0}^{\tau} h(\tau')d\tau' = \int_{\tau_0}^{\tilde{\tau}} h(\tau')d\tau' + \int_{\tilde{\tau}}^{\tilde{\tau}-\zeta/c} h(\tau')d\tau' \cong \int_{\tau_0}^{\tilde{\tau}} h(\tau')d\tau' - \frac{1}{c}h(\tilde{\tau})\zeta(t). \tag{5.8}$$

Подставляя (5.5) и (5.8) в (5.4) и отделяя плавные слагаемые от осциллирующих, получаем:

$$X(t) = x_0 + c\frac{\chi_x}{\gamma}(\tilde{\tau} - \tau_0) + \frac{qc}{\gamma\omega^2}b_{x0}\cos\Phi_0 + D_x(\tilde{\tau}),$$

$$Y(t) = y_0 + c\frac{\chi_y}{\gamma}(\tilde{\tau} - \tau_0) \pm \frac{qc}{\gamma\omega^2}b_{y0}\sin\Phi_0 + D_y(\tilde{\tau}), \tag{5.9}$$

$$Z(t) = z_0 + c\int_{\tau_0}^{\tilde{\tau}} h(\tau')d\tau' + \frac{qc}{(\gamma\omega)^2}\left(\chi_x b_{x0}\cos\Phi_0 \pm \chi_y b_{y0}\sin\Phi_0\right) + \frac{c}{2\omega}\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^2\left(b_{x0}^2 - b_{y0}^2\right)\sin 2\Phi_0 +$$
$$+ D_z(\tilde{\tau});$$

$$\xi(t) = -\frac{\chi_x}{\gamma}\left[\zeta(t) + D_z\right] - \frac{qc}{\gamma\omega^2}b_x(\tilde{\tau})\cos\Phi - D_x(\tilde{\tau}),$$

$$\eta(t) = -\frac{\chi_y}{\gamma}\left[\zeta(t) + D_z\right] \mp \frac{qc}{\gamma\omega^2}b_y(\tilde{\tau})\sin\Phi - D_y(\tilde{\tau}), \tag{5.10}$$

$$\zeta(t) = -\frac{1}{1+h(\tilde{\tau})}\left\{\frac{qc}{(\gamma\omega)^2}\left[\chi_x b_x(\tilde{\tau})\cos\Phi \pm \chi_y b_y(\tilde{\tau})\sin\Phi\right] + \frac{c}{2\omega}\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^2\left[b_x^2(\tilde{\tau}) - b_y^2(\tilde{\tau})\right]\sin 2\Phi\right\} -$$
$$- D_z(\tilde{\tau}),$$

где $D_x(\tilde{\tau})$, $D_y(\tilde{\tau})$ и $D_z(\tilde{\tau})$ - некоторые функции (характеризующиеся, как и $b_x(\tau)$ и $b_y(\tau)$, параметром τ_b), которые еще нужно определить.

Введем промежуток времени $\tilde{T}$ согласно равенству

$$\tilde{\tau}(t + \tilde{T}) = \tilde{\tau}(t) + T. \tag{5.11}$$

Отсюда, используя определение $\tilde{\tau}(t)$ в (5.7) и опуская малые по параметру (5.6) слагаемые, находим:

$$\tilde{T} = \frac{T}{1 - \tilde{V}_z / c}, \tag{5.12}$$

где $\tilde{V}_z = \dfrac{dZ(t)}{dt}$.

Для изменения фазы $\Phi(t) = \omega\tau + \alpha$ за время $\tilde{T}$ (5.12) имеем, согласно (5.7) и (5.11):

$$\Delta\Phi \equiv \Phi\left(t + \tilde{T}\right) - \Phi(t) = \omega\left[\tilde{\tau} + T - \frac{1}{c}\zeta\left(t + \tilde{T}\right)\right] - \omega\left[\tilde{\tau} - \frac{1}{c}\zeta(t)\right] = 2\pi - k\Delta\zeta, \tag{5.13}$$

где $\Delta\zeta \equiv \zeta\left(t + \tilde{T}\right) - \zeta(t)$ и $k = \omega / c$. В предельном случае строго монохроматической волны функция $\zeta(t)$ - периодическая функция с периодом $\tilde{T}$ (5.12) (как и функции $\xi(t)$ и $\eta(t)$), так что $\Delta\zeta = 0$. В общем же случае $\Delta\zeta \neq 0$ (как и $\Delta\xi \equiv \xi\left(t + \tilde{T}\right) - \xi(t)$ и $\Delta\eta \equiv \eta\left(t + \tilde{T}\right) - \eta(t)$). К вопросу о том, достаточно ли условия (5.6), чтобы можно было пренебречь величинами $\Delta\xi$, $\Delta\eta$ и $\Delta\zeta$, мы вернемся в конце раздела. Пока мы примем, что

$$k|\Delta\zeta| \sim |\Delta\zeta| / \lambda << 1, \tag{5.14}$$

и поэтому в дальнейших вычислениях будем считать (см. (5.13)) $\Delta\Phi = 2\pi$.

Функции D_x, D_y и D_z выберем так, чтобы средние по периоду $\tilde{T}$ значения координат (5.10), соответствующих осцилляционному движению, были равны нулю:

$$\bar{\xi}(t) \equiv \frac{1}{\tilde{T}} \int_t^{t+\tilde{T}} \xi(t')dt' = 0, \qquad \bar{\eta}(t) = 0, \qquad \bar{\zeta}(t) = 0. \tag{5.15}$$

Пренебрегая малыми по параметрам (5.6) и (5.14) слагаемыми и используя (2.21), (4.2), (4.5), (4.6) и (5.12), находим:

$$\overline{\cos\Phi} = \frac{1}{\tilde{T}}\int\limits_t^{t+\tilde{T}} \cos\Phi(t')dt' = \mp\frac{q\chi_y b_y}{2\omega\gamma^2}\left(1-\frac{\tilde{V}_z}{c}\right),$$

$$\overline{\sin\Phi} = \frac{q\chi_x b_x}{2\omega\gamma^2}\left(1-\frac{\tilde{V}_z}{c}\right), \qquad \overline{\sin 2\Phi} = 0\,, \tag{5.16}$$

где $b_x = b_x(\tilde{\tau}(t))$, $b_y = b_y(\tilde{\tau}(t))$ и $\tilde{V}_z = \tilde{V}_z(\tilde{\tau}(t))$.

Из (5.15), (5.10) и (5.16) после простых вычислений получаем:

$$D_x = \pm\frac{cq^2\chi_y b_x b_y}{2(\gamma\omega)^3}\left(1-\frac{\tilde{V}_z}{c}\right), \quad D_y = \mp\frac{cq^2\chi_x b_x b_y}{2(\gamma\omega)^3}\left(1-\frac{\tilde{V}_z}{c}\right), \quad D_z = 0\,. \tag{5.17}$$

Для усредненных по периоду $\tilde{T}$ координат и скорости частицы из (5.5), (5.9), (5.10), (5.15) и (5.17), пренебрегая малыми по параметрам (5.6) и (5.14) членами, получаем:

$$\bar{x}(t) = \frac{1}{\tilde{T}}\int\limits_t^{t+\tilde{T}} x(t')dt' = X(t) + \frac{1}{2}\lambda\frac{\chi_x}{\gamma}, \quad \bar{y}(t) = Y(t) + \frac{1}{2}\lambda\frac{\chi_y}{\gamma}, \; \bar{z}(t) = Z(t) + \frac{1}{2}\lambda h(\tilde{\tau}), \tag{5.18}$$

где $\lambda = c\cdot T$ - длина волны;

$$\overline{V_x}(t) = \frac{d\bar{x}(t)}{dt} = \frac{dX(t)}{dt} = \tilde{V}_x(t) = c\frac{\chi_x}{\gamma}\left(1-\frac{\tilde{V}_z}{c}\right),$$

$$\overline{V_y}(t) = \frac{d\bar{y}(t)}{dt} = \frac{dY(t)}{dt} = \tilde{V}_y(t) = c\frac{\chi_y}{\gamma}\left(1-\frac{\tilde{V}_z}{c}\right), \tag{5.19}$$

$$\overline{V_z}(t) = \frac{d\bar{z}(t)}{dt} = \frac{dZ(t)}{dt} = \tilde{V}_z(t) = c\frac{h(\tilde{\tau})}{1+h(\tilde{\tau})}.$$

Для импульса и энергии частицы (4.2), используя (5.16) и (5.19), получаем следующие выражения:

$$\overline{p_x}(t)=\frac{1}{\tilde{T}}\int\limits_t^{t+\tilde{T}}p_x(t')dt'=\chi_x\left\{1+\frac{q^2b_x^2(\tilde{\tau})}{2(\gamma\omega)^2[1+h(\tilde{\tau})]}\right\},$$

$$\overline{p_y}(t)=\chi_y\left\{1+\frac{q^2b_y^2(\tilde{\tau})}{2(\gamma\omega)^2[1+h(\tilde{\tau})]}\right\},$$

$$\overline{p_z}(t)/\gamma=h(\tilde{\tau})+\frac{1}{2[1+h(\tilde{\tau})]}\left\{\left(\frac{q}{\gamma^2\omega}\right)^2\left[(\chi_x b_x(\tilde{\tau}))^2+(\chi_y b_y(\tilde{\tau}))^2\right]+\left(\frac{q}{2\gamma\omega}\right)^4\left[b_x^2(\tilde{\tau})-b_y^2(\tilde{\tau})\right]^2\right\},$$

$$\bar{\varepsilon}(t)=c(\gamma+\bar{p}_z(t)). \qquad (5.20)$$

В пределе строго монохроматической волны, когда b_x, b_y (и h) – постоянные, все формулы этого раздела приводятся к соответствующим формулам работы [12].

Из (5.20) находим среднюю силу, действующую на частицу:

$$\overline{F_x}(t)=\frac{d\bar{p}_x(t)}{dt}=\frac{1}{1+h(\tilde{\tau})}\frac{d\bar{p}_x}{d\tilde{\tau}}=\frac{q^2\chi_x}{2(\gamma\omega)^2[1+h(\tilde{\tau})]}\frac{d}{d\tilde{\tau}}\left(\frac{b_x^2(\tilde{\tau})}{1+h(\tilde{\tau})}\right),$$

$$\overline{F_y}(t)=\frac{q^2\chi_y}{2(\gamma\omega)^2[1+h(\tilde{\tau})]}\frac{d}{d\tilde{\tau}}\left(\frac{b_y^2(\tilde{\tau})}{1+h(\tilde{\tau})}\right),$$

$$\overline{F_z}(t)=\frac{\gamma}{1+h(\tilde{\tau})}\frac{d}{d\tilde{\tau}}\left\{h(\tilde{\tau})+\frac{q^2}{2(\gamma^2\omega)^2[1+h(\tilde{\tau})]}\left[(\chi_x b_x(\tilde{\tau}))^2+(\chi_y b_y(\tilde{\tau}))^2+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\left(\frac{q}{4\omega}\right)^2\left(b_x^2(\tilde{\tau})-b_y^2(\tilde{\tau})\right)^2\right]\right\}. \qquad (5.21)$$

Напомним, что $\tilde{\tau}(t)=t-\frac{1}{c}Z(t)$, а $Z(t)$ - определяется уравнением в (5.9) с $D_z=0$ (см. (5.17)). В нерелятивистском пределе (когда $\gamma\approx mc$, $|\chi_x|$, $|\chi_y|<<mc$ и $|h(\tilde{\tau})|<<1$) $\overline{F_x}=\overline{F_y}=0,$ а для $\overline{F_z}(t)$, используя (4.6), получаем:

$$\overline{F_z}(t)\approx mc\frac{dh(\tilde{\tau})}{d\tilde{\tau}}=mc\frac{1}{4}\left(\frac{q}{mc\omega}\right)^2\frac{d}{d\tilde{\tau}}\left(b_x^2(\tilde{\tau})+b_y^2(\tilde{\tau})\right)=$$

$$= -\frac{q^2}{4m\omega^2}\frac{\partial}{\partial Z}\left(b_x^2(\tilde{\tau}) + b_y^2(\tilde{\tau})\right) = -\frac{q^2}{2m\omega^2}\frac{\partial}{\partial z}\left\langle \overline{E}^2 \right\rangle, \tag{5.22}$$

где (см. (2.7) и (4.1)) $E^2 = E_x^2 + E_y^2$, $E_x \cong b_x(\tau)\cos\Phi$, $E_y \cong \mp b_y(\tau)\sin\Phi$ и угловые скобки $\langle ... \rangle$,как и в (4.22), обозначают усреднение по периоду волны (или по фазе). Как и должно быть, в нерелятивистском пределе получается известная сила Гапонова -Миллера $\overline{\vec{F}} = -\frac{q^2}{2m\omega^2}\nabla\left\langle E^2 \right\rangle$ [29].

В ультрарелятивистском пределе для случая, когда частица покоится до прихода импульса ($\gamma = mc$, $\chi_x = \chi_y = 0$ и $|h(\tilde{\tau})| >> 1$) получаем:

$$\overline{F_x} = \overline{F_y} = 0,$$

$$\overline{F_z}(t) \approx \frac{mc}{\left[b_x^2(\tilde{\tau}) + b_y^2(\tilde{\tau})\right]}\frac{d}{d\tilde{\tau}}\left[b_x^2(\tilde{\tau}) + b_y^2(\tilde{\tau})\right] + \frac{mc}{2\left[b_x^2(\tilde{\tau}) + b_y^2(\tilde{\tau})\right]}\frac{d}{d\tilde{\tau}}\left(\frac{\left[b_x^2(\tilde{\tau}) - b_y^2(\tilde{\tau})\right]^2}{b_x^2(\tilde{\tau}) + b_y^2(\tilde{\tau})}\right). \tag{5.23}$$

Для падающей электромагнитной волны с круговой поляризацией $b_x(\tilde{\tau}) = b_y(\tilde{\tau}) = b(\tilde{\tau})/\sqrt{2}$, при этом формула (5.23) приобретает вид:

$$\overline{F_z}(t) \approx mc\frac{d}{d\tilde{\tau}}\ln b^2(\tilde{\tau}) = -mc^2\nabla\ln b^2(\tilde{\tau}). \tag{5.24}$$

В случае электромагнитной волны с плоской поляризацией $b_x(\tilde{\tau}) = b(\tilde{\tau})$, $b_y(\tilde{\tau}) = 0$, формула (5.23) переходит в следующую формулу:

$$\overline{F_z}(t) \approx \frac{3}{2}mc\frac{d}{d\tilde{\tau}}\ln b^2(\tilde{\tau}) = -\frac{3}{2}mc^2\nabla\ln b^2(\tilde{\tau}). \tag{5.25}$$

Из (5.24), (5.25) видно, что в ультрарелятивистском пределе средняя сила, действующая на частицу в отличие от нерелятивистского случая не зависит от амплитуды поля, а определяется изменением поля в пространстве и времени [30].

Заметим, что после прохождения волны импульс и энергия частицы принимают те значения, которые были до того, как волна дошла до частицы. Смещение частицы за время прохождения волны, если частица ранее покоилась, отлично от нуля только вдоль направления распространения волны.

Вернемся к вопросу об условиях, при которых выполняется неравенство (5.14) и функции $\xi(t)$, $\eta(t)$ и $\zeta(t)$ можно считать почти периодическими с периодом (см. (5.12) и (5.19))

$$\tilde{T} = T\left[1 + h(\tilde{\tau})\right]. \tag{5.26}$$

Мы ограничимся случаями, когда исследование этого вопроса может быть доведено до окончательного ответа. Будем полагать, что частица в начальный момент времени (до прихода импульса) покоится: $\vec{V}_0 = 0$, $b_{x0} = b_{y0} = 0$. Тогда согласно (2.25), $\gamma = mc$; согласно (4.7), $\chi_x = \chi_y = 0$ и, согласно (4.6), $h = \left[q\vec{b}/(2mc\omega)\right]^2$, где $\vec{b}^{\,2} = b_x^2 + b_y^2$.

Формулы (5.10), в которых неравенство (5.14) еще не использовалось, принимают следующий вид:

$$\xi(t) = -\frac{qb_x}{m\omega^2}\cos\Phi - D_x, \qquad \eta(t) = \mp\frac{qb_y}{m\omega^2}\sin\Phi - D_y,$$

$$\zeta(t) = \frac{1}{8\omega c(1+h)}\left(\frac{q}{m\omega}\right)^2\left(b_x^2 - b_y^2\right)\sin 2\Phi - D_z. \tag{5.27}$$

Далее мы рассмотрим случаи круговой и линейной поляризаций.

В случае круговой поляризации $b_x = b_y = b/\sqrt{2}$, $h = \left(\dfrac{qb}{2mc\omega}\right)^2$ и, как следует из (5.27), $\Delta\zeta = 0$, $\Delta\Phi = 2\pi$ (см. (5.13)), и $\cos\Phi(t)$ и $\sin\Phi(t)$ - периодические функции времени с периодом $\tilde{T}$ (5.26). Чтобы $\bar{\xi} = 0$, выбираем $D_x = 0$; чтобы $\bar{\eta} = 0$, выбираем $D_y = 0$:

$$\xi(t) = -\frac{qb}{\sqrt{2}m\omega^2}\cos\Phi\,, \qquad \eta(t) = \mp\frac{qb}{\sqrt{2}m\omega^2}\sin\Phi\,, \qquad \zeta(t) = 0\,. \tag{5.28}$$

Отсюда, используя (5.11), находим:

$$\Delta\xi \equiv \xi\left(t+\tilde{T}\right) - \xi(t) = -\frac{q}{\sqrt{2}m\omega^2} T \frac{db}{d\tilde{\tau}}\cos\Phi\,,$$

$$\Delta\eta \equiv \eta\left(t+\tilde{T}\right) - \eta(t) = \mp\frac{q}{\sqrt{2}m\omega^2} T \frac{db}{d\tilde{\tau}}\sin\Phi\,, \qquad \Delta\zeta = 0\,. \tag{5.29}$$

Из (5.29) и (5.28) получаем:

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = \frac{\Delta\eta}{\eta} = \frac{T}{b}\frac{db}{d\tilde{\tau}} \sim \Lambda\,. \tag{5.30}$$

Таким образом, в случае круговой поляризации отличие колебательного движения частицы (покоящейся до прихода импульса) от строго периодического с периодом (5.26) определяется малым параметром (5.1).

В случае линейной поляризации $b_x = b$, $b_y = 0$ и $h = \left(\frac{qb}{2mc\omega}\right)^2$. Формулы (5.27) принимают вид:

$$\xi(t) = -\frac{qb}{m\omega^2}\cos\Phi - D_x\,, \ \eta(t) = 0\,, \ \zeta(t) = \frac{1}{8\omega c(1+h)}\left(\frac{qb}{m\omega}\right)^2 \sin 2\Phi - D_z\,; \tag{5.31}$$

мы выбрали $D_y = 0$, чтобы $\bar{\eta} = 0$. В данном случае мы вынуждены принять условие (5.14). Пренебрегая величиной $k\Delta\zeta$, мы получим для $\vec{D}$ формулы (5.17), в которых нужно положить $b_y = 0$: $D_x = D_y = D_z = 0$. Формулы (5.31) можно представить в следующем виде:

$$\xi(t) = -\frac{qb}{m\omega^2}\cos\Phi\,, \qquad \eta(t) = 0\,, \qquad \zeta(t) = \frac{\lambda}{4\pi}\frac{h}{1+h}\sin 2\Phi\,.$$

(5.32)

Отсюда, используя (5.11), (5.13) и (5.14), находим:

$$\Delta\xi \equiv \xi\left(t+\tilde{T}\right)-\xi(t) = -\frac{kqb}{m\omega^2}\sin\Phi\,\Delta\zeta - \frac{q}{m\omega^2}\cos\Phi T\,\frac{db}{d\tilde{\tau}};$$

$$\frac{\Delta\zeta}{\lambda} = \frac{1}{2\omega(1+h)}\frac{dh}{d\tilde{\tau}}\frac{\sin 2\Phi}{1+h(1+\cos 2\Phi)}. \qquad (5.33)$$

Отношение $\Delta\zeta/\lambda$ достигает максимума при фазе Φ_m такой, что $\cos 2\Phi_m = -h/(1+h)$; соответствующее значение

$$\left|\frac{\Delta\zeta}{\lambda}\right|_{\max} = \frac{1}{2\omega(1+h)\sqrt{1+2h}}\frac{dh}{d\tilde{\tau}} \sim \Lambda\frac{h}{(1+h)\sqrt{1+2h}} \le \Lambda. \qquad (5.34)$$

Таким образом, при любых полях условие (5.14) выполняется: при слабом поле, $h \ll 1$, $|\Delta\zeta|/\lambda \le \Lambda h$; при сильном поле, $h \gg 1$, $|\Delta\zeta|/\lambda \le \Lambda/\sqrt{h}$.

Из (5.33) и (5.32) находим, что отношение

$$\frac{\Delta\zeta}{\zeta} = \frac{T}{h}\frac{dh}{d\tilde{\tau}}\frac{1}{1+h(1+\cos 2\Phi)}. \qquad (5.35)$$

Это отношение имеет максимальное значение при $\cos 2\Phi = -1$ и $|\Delta\zeta/\zeta|_{\max} = T\left|\frac{1}{h}\frac{dh}{d\tau}\right| \sim \Lambda$. Таким образом, при любых полях $|\Delta\zeta/\zeta| \le \Lambda$.

Так же из (5.33) и (5.32) находим:

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = T\frac{1}{b}\frac{db}{d\tilde{\tau}}\left[1+\frac{2h}{1+h}\frac{\sin^2\Phi}{1+h(1+\cos 2\Phi)}\right]. \qquad (5.36)$$

Это отношение максимально при $\sin\Phi = \pm 1$ и $\left|\frac{\Delta\xi}{\xi}\right|_{\max} = T\frac{1}{b}\left|\frac{db}{d\tilde{\tau}}\right|\left[1+\frac{2h}{1+h}\right] \sim \Lambda\left(1+\frac{2h}{1+h}\right)$.

Таким образом, при любых полях $|\Delta\xi/\xi| \le \Lambda$.

1.6 Сравнение аналитических результатов с моделированием движения заряженной частицы в плоской квази-монохроматической электромагнитной волне.

Настоящий раздел посвящен исследованию пределов применимости используемого в разделе 1.5 приближения адиабатичности (5.1) путем сравнения полученного там приближенного решения с результатами численного решения точного уравнения движения заряженной частицы во внешнем заданном поле плоского электромагнитного импульса в широком диапазоне его интенсивностей и длительностей.

Численное моделирование движения релятивистской частицы с массой m и зарядом q в поле электромагнитного импульса проводилось при помощи двухмерной XZ – версии электромагнитного PIC кода KARAT [11]. В момент времени $t=0$ плоская электромагнитная волна линейной поляризации, распространяющаяся в положительном направлении оси z, падала в нулевой фазе ($\alpha=0$) на покоящуюся в начале координат частицу ($x_0=0, z_0=0, V_0=0$). Для описания изменения амплитуды волны использовалась функция Гаусса:

$$b_x = b = E_0 \cdot e^{-\frac{(\tau-t_1)^2}{t_2^2}}, \tag{6.1}$$

где E_0 – максимальное значение амплитуды электрического поля лазерного импульса, t_2 – временной параметр, связанный с шириной электромагнитного импульса на половине максимума интенсивности $FWHM$ по формуле $FWHM = t_2\sqrt{2\ln 2} \approx 1.18t_2$, t_1– длительность переднего фронта электромагнитного импульса, которая в расчетах принималась равной $t_1 = 3t_2$.

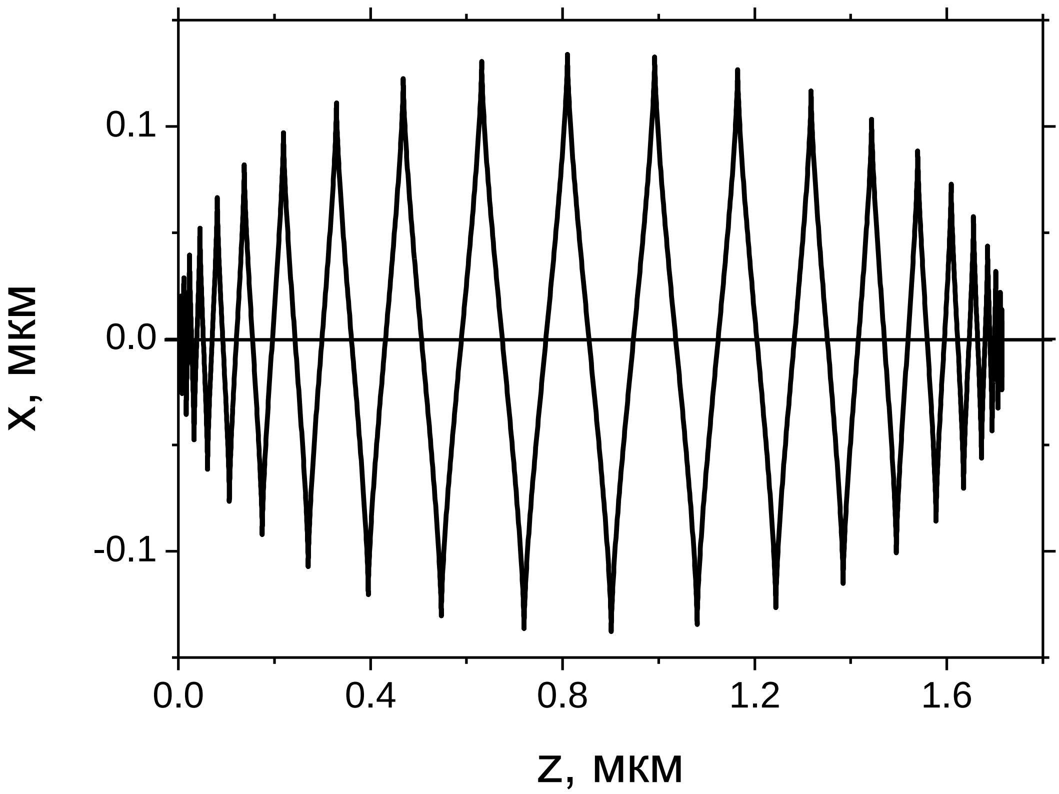


Рис. 1. Траектория движения частицы в электромагнитном импульсе с t_2=25 фс и $I_0 = 10^{18}$ Вт/см^2

Были рассмотрены электромагнитные импульсы с длиной волны $\lambda = 1$мкм, различной длительности (t_2 = 3, 5, 10, 15, 25, 50, 100 фс) для каждого значения интенсивности I_0 = 10^{16}, 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} Вт/см^2 ($\mu = 0{,}0073$, $\mu = 0{,}073$, $\mu = 0{,}73$, $\mu = 7{,}3$ соответственно, где $\mu = (qE_0)^2/(m\omega c)^2$ (3.3). Таким образом, в расчетах последовательно рассматривался переход от нерелятивистского движения частицы ($\mu << 1$) к релятивистскому ($\mu > 1$).

В качестве примера на рис. 1 приведена траектория движения частицы в случае, когда длительность t_2 составляла 25 фс, а интенсивность 10^{18} Вт/см^2. На рис. 2 приведен график изменения энергии частицы в течение рассматриваемого в расчете промежутка времени для тех же условий. Из рис. 1 и 2 видно, что во время прохождения волны частица совершает колебания вдоль оси x и движется поступательно вдоль оси z, при этом энергия частицы колебательно возрастает, а затем убывает, возвращаясь к нулевому значению.

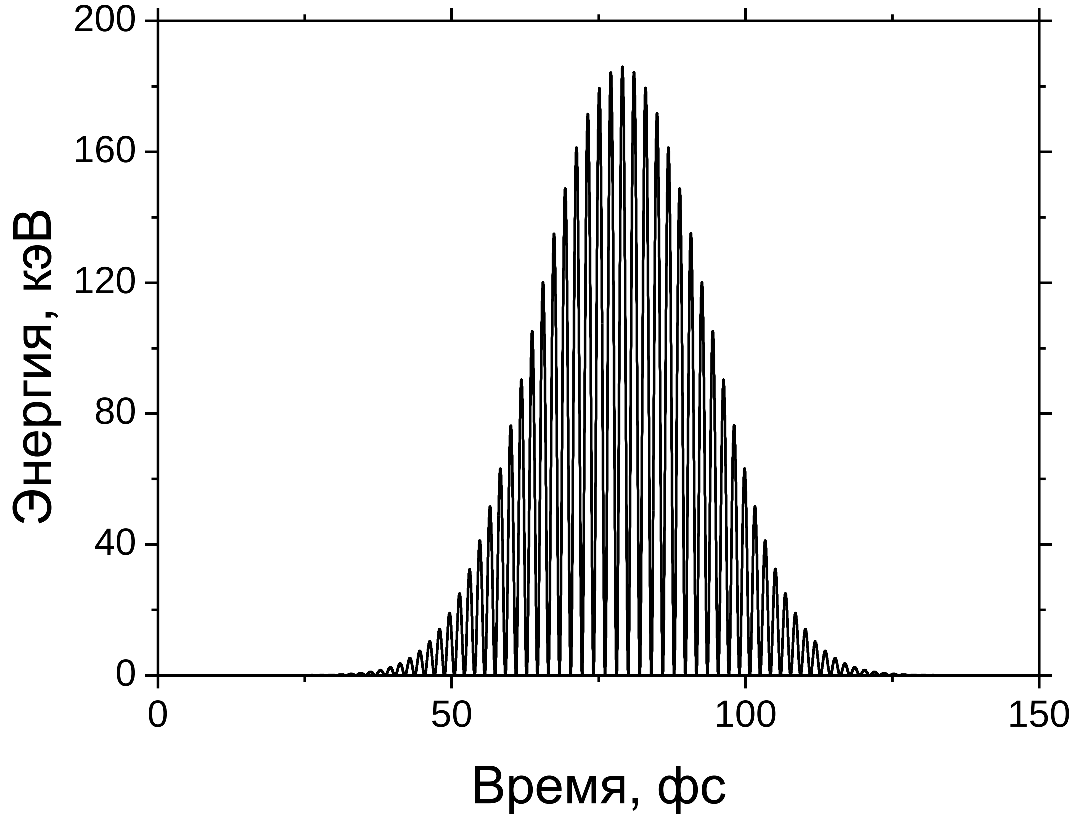


Рис. 2. Изменение энергии частицы в электромагнитном импульсе с t_2=25 фс и $I_0 = 10^{18}$ Вт/см^2

Таким образом, частица после прохождения электромагнитного импульса не приобретает энергию, а лишь смещается в направлении распространения волны. Отметим, что в случае других значений интенсивности и длительности импульса общий вид графиков траектории и энергии частицы сохраняется, меняется лишь число локальных экстремумов и масштабы по осям. Аналитические расчеты движения частицы по формулам (2.25), (4.2), (4.5), (4.6), (4.7), (5.9), (5.10), (5.23) проводились для тех же условий, что и численные расчеты, описанные выше. При таких начальных условиях формулы (2.25), (4.7) принимают следующий вид: $\chi_x = \chi_y = 0, \gamma = mc$.

При этом функция $Z(t)$, описывающая плавно меняющуюся составляющую z-координаты частицы, определяется выражением:

$$Z(t) = \frac{q^2 \cdot b_{x0}^2}{8 \cdot m^2 \cdot c \cdot \omega^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot t_2 \left[-Erf\left(\frac{-\sqrt{2} \cdot t_1}{t_2} \right) + Erf\left(\frac{\sqrt{2}\left(t - Z/_{c} - t_1\right)}{t_2} \right) \right], \qquad (6.2)$$

где $Erf(t)$ - это функция ошибок, определяемая как интеграл от Гауссова распределения:

$$Erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\tau^2} d\tau .$$

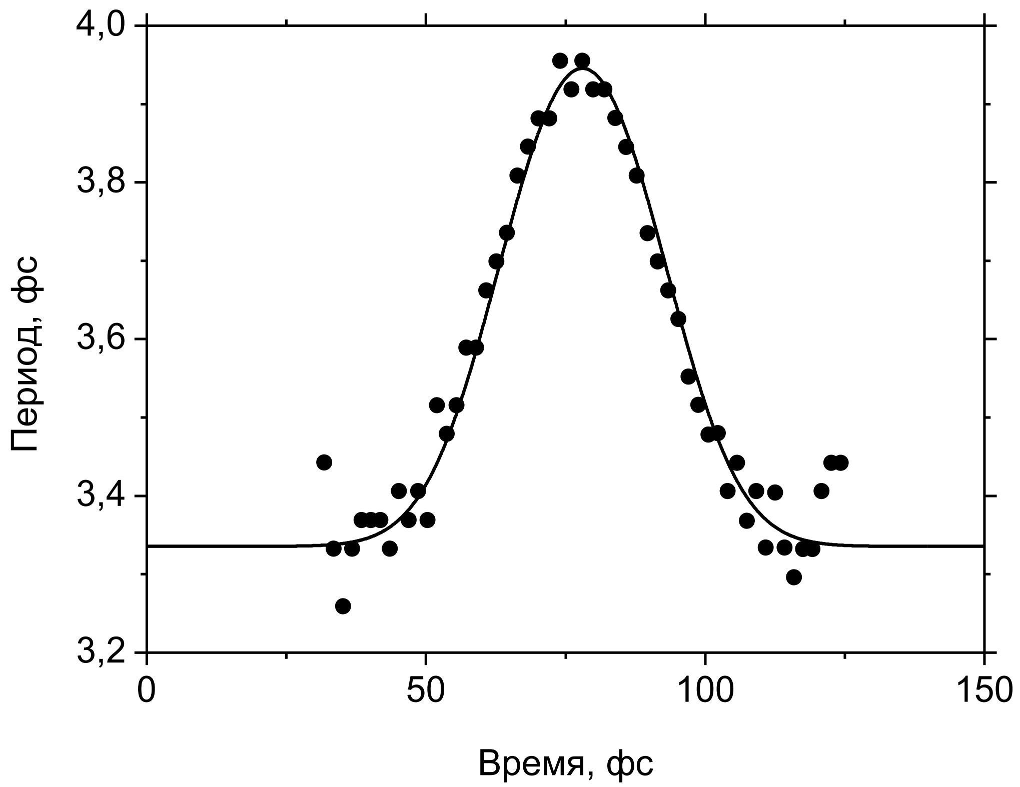


Рис. 3. Изменение периода колебаний частицы в импульсе с t_2=25 фс и I_0 = 10^{18} Вт/см^2: сплошная кривая - аналитический расчет, точки - результаты численного моделирования.

Формулы для энергии частицы ε (4.2) и периода ее колебаний $\tilde{T}$ (5.23), отличающегося от периода $T = 2\pi/\omega$ волны, с учётом (6.2) записываются следующим образом:

$$\varepsilon = mc^2 + \frac{1}{4}\frac{q^2}{m\omega^2} b_x^2(\tilde{\tau})[1 - \cos(2\omega\tilde{\tau})], \qquad (6.3)$$

$$\tilde{T} = T\left(1 + \frac{1}{4}\frac{q^2}{m^2c^2\omega^2} b_x^2(\tilde{\tau})\right). \qquad (6.4)$$

где $\tilde{\tau} \equiv \tilde{\tau}(t) = t - \frac{1}{c}Z(t)$.

На рис. 3 приведена зависимость периода колебаний частицы в поле квазимонохроматической волны от времени при t_2 = 25 фс и интенсивности импульса 10^{18} Вт/см^2. Сплошной кривой показан результат аналитического расчета (6.4), а точками - результаты численного моделирования. Для нахождения периода колебаний частицы в случае численного моделирования мы определяли расстояние между соседними максимумами на графике зависимости энергии частицы от времени. Видно, что аналитический результат совпадает с численным с хорошей точностью. Максимальное значение периода колебаний частицы достигается, очевидно, в тот момент, когда частица оказывается в максимуме поля:

$$\tilde{T}_{\max} = T\left(1 + \frac{1}{4}\mu\right). \qquad (6.5)$$

Напомним, что приближенное аналитическое решение уравнения движения в случае квазимонохроматической волны было получено с использованием условия адиабатичности (5.1). Следовательно, выполнение условия (5.1) является критерием применимости аналитических формул в конкретном расчете. Подставив значение периода колебаний частицы (6.5) в критерий (5.1), мы сможем оценить область применимости используемого адиабатического приближения. Рассматривая в качестве величины τ_b ширину импульса на половине интенсивности $FWHM$, перепишем критерий (5.1) в виде:

$$\frac{FWHM}{T} \geq k\left(1 + \frac{\mu}{4}\right), \qquad (6.6)$$

где k - численный коэффициент, который определяется из сравнения аналитических и численных расчетов.

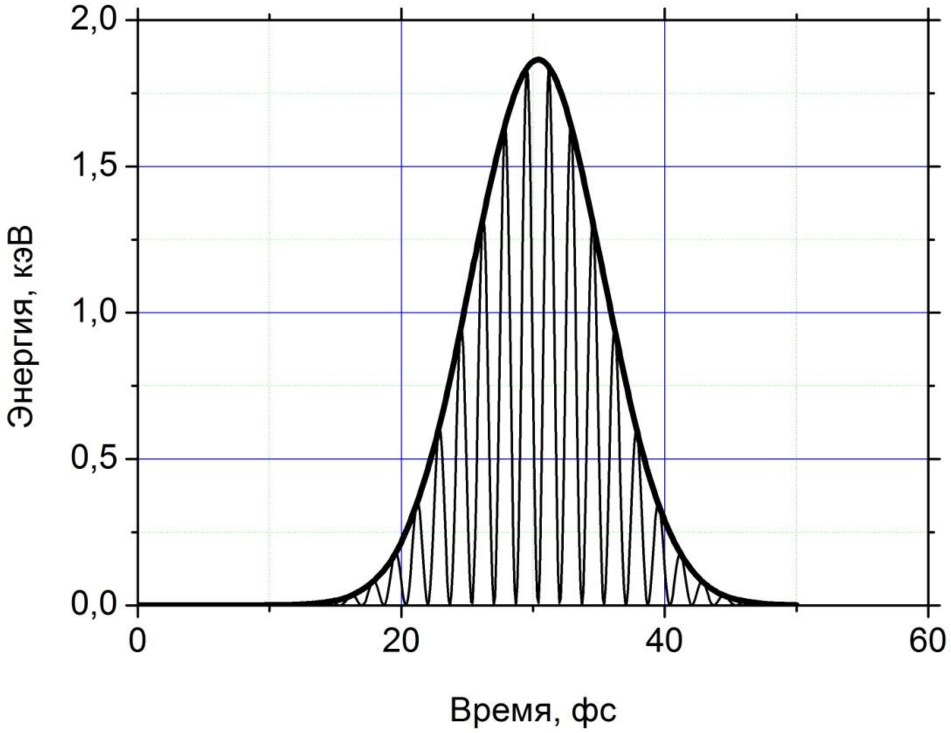


Рис. 4 Огибающая графиков энергий по локальным максимумам

Сравнение проводилось путем нахождения разницы энергий, полученных в аналитическом и численном расчете, для чего первоначально строились огибающие графиков энергий по локальным максимумам. Пример построения такой кривой для импульса с t_2 = 10 фс и I_0 = 10^{18} Вт/см^2 показан на рис. 4.

Далее, из огибающей кривой для энергии частицы, полученной в результате численного расчета, вычиталась огибающая кривой для энергии, рассчитанной аналитически.

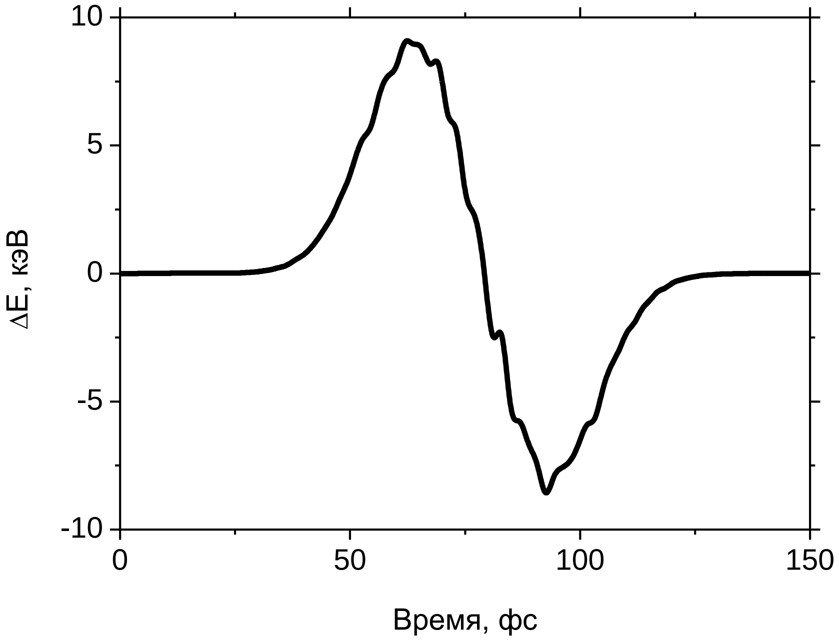


Рис. 5. Разница энергий, полученных численно и аналитически для импульса с t_2=25 фс и I_0 = 10^{18} Вт/см^2

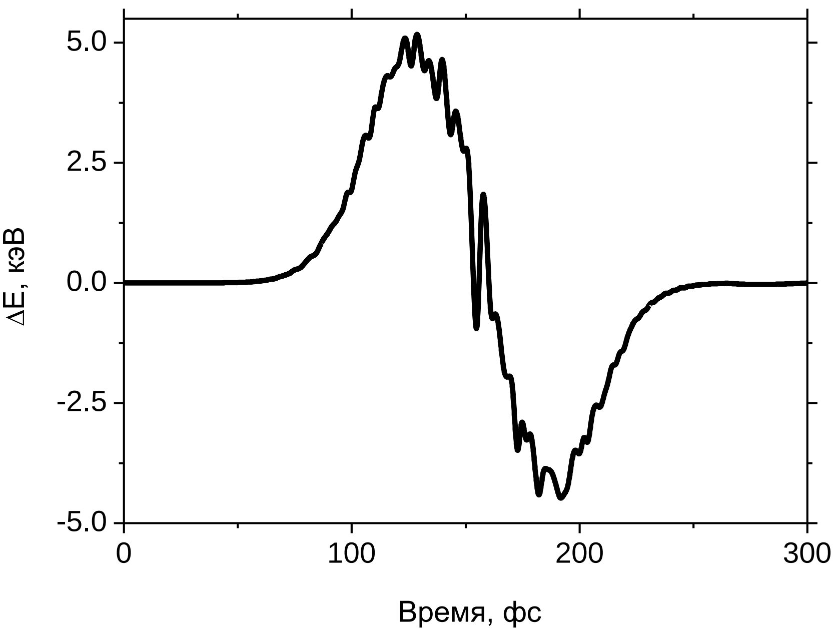


Рис. 6 Разница энергий, полученных численно и аналитически для импульса с t_2=50 фс и I_0 = 10^{18} Вт/см^2.

Примеры полученных результатов для случая I_0 =10^{18} Вт/см^2 и двух длин импульсов показаны на рис. 5 и рис. 6 из которых видно, что в среднем сначала результат численного расчета превышает результат аналитического, а затем аналитический результат превышает численный. Такая закономерность, связанная с отсутствием учета запаздывания в аналитических формулах, наблюдается для всех рассмотренных случаев.

Количественную характеристику отличия энергий частицы, полученных в аналитическом и численном расчете, которую можно условно назвать ошибкой аналитического расчета, представим в виде:

$$\delta = \frac{\Delta E_{\max}}{E_{\max}} \cdot 100\%, \qquad (6.7)$$

где $\Delta E_{\max}$ – максимальное значение разности огибающих кривых для энергий частицы, полученных численно и аналитически, эВ, $E_{\max}$ – максимальная энергия частицы, полученная в численном расчете, эВ.

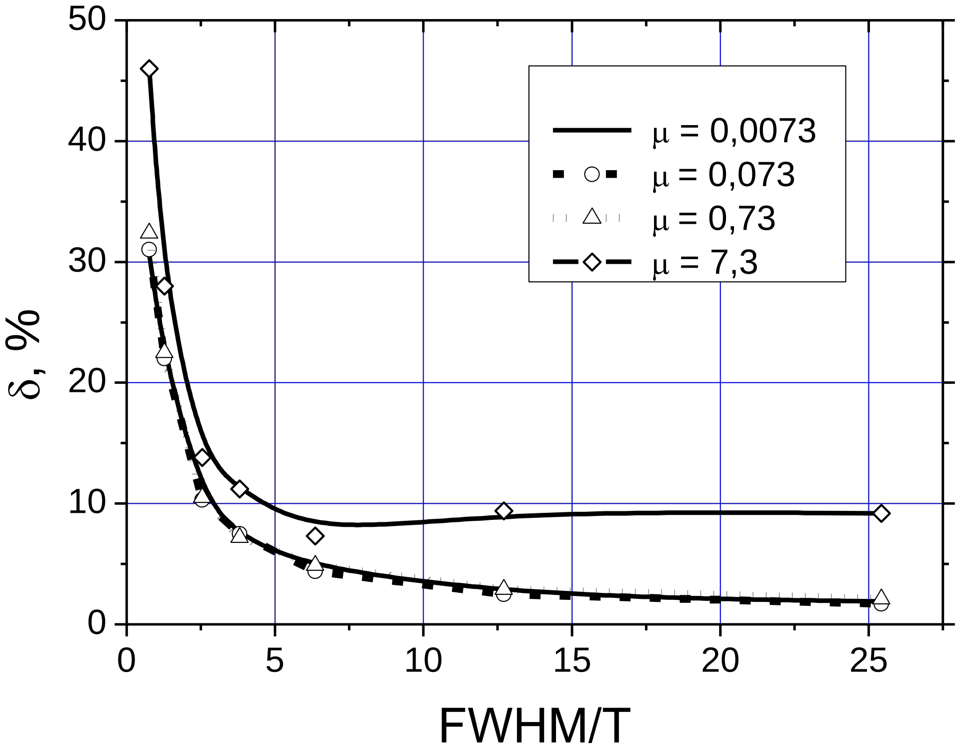


Рис. 7 Зависимости величины δ от отношения $FWHM/T$

На рис. 7 показана зависимость величины δ от нормированной длительности импульса $FWHM/T$ при различных значениях интенсивности электромагнитного импульса. Из графиков на рис. 7 видно, что для всех интенсивностей величина δ уменьшается с увеличением длительности импульса. Кроме того, ошибка δ растет с увеличением интенсивности электромагнитного импульса. Отметим, однако, что при интенсивностях I_0 = 10^{16}, 10^{17} и 10^{18} Вт/см^2 зависимости δ отличаются незначительно.

Будем считать, что удовлетворительная точность аналитического расчета достигается при $\delta = 10\%$, тогда из графика для I_0 = 10^{16} Вт/см^2 (рис. 7) можно оценить нижнюю границу области применимости адиабатического приближения в нерелятивистском пределе ($\mu = 0.0072$): $\frac{FWHM}{T} \approx 3$ и определить параметр $k = 3$, подставляя найденное значение $FWHM/T$ в формулу (6.6). Тогда, в общем случае критерий применимости приближенного решения запишется в виде:

$$\frac{FWHM}{T} \geq 3\left(1 + \frac{\mu}{4}\right). \tag{6.8}$$

Подставив в (6.8) значение $\mu = 7.3$, что соответствует интенсивности импульса 10^{19} Вт/см^2 , получим: $\frac{FWHM}{T} \geq 8{,}4$. Как следует из графика (рис 7) для интенсивности импульса 10^{19} Вт/см^2, величина $\delta = 10\%$ достигается при $\frac{FWHM}{T} \approx 4{,}7$. Таким образом, формула (6.8) гарантированно определяет область применимости приближенного решения, несколько завышая ее нижнюю границу.

В третьей части настоящей главы отмечалось (см. также цитированную там литературу), что заряженная частица может приобретать энергию в результате взаимодействия с электромагнитным импульсом с резким передним (или задним) фронтом. В то же время, как следует из рассмотренного выше приближенного решения, если параметры электромагнитного импульса удовлетворяют критерию (6.8), то после воздействия импульса энергия заряженной частицы возвращается к своей начальной величине.

Похожее поведение «простейшей модели плазмы» - пары взаимодействующих заряженных частиц, движение которых на плоскости ограничено упруго отражающими раздвигающимися (сдвигающимися) стенками, исследовалось в работе [31]. В случае достаточно медленного – адиабатического – движения стенок изменение полной энергии такой системы оказывается обратимым. Условие адиабатичности в данном случае совпадает с условием (5.6), если под $\tilde{T}$ подразумевается промежуток времени между двумя последовательными «отражениями» центра масс пары частиц от стенок, а под τ_b - время, за которое положение стенок заметно изменяется. При нарушении данного условия энергия системы при возврате стенок в исходное положение уже не будет совпадать со своим начальным значением. Из расчетов, проведенных в [31], следует, что для обратимости полной энергии пары заряженных частиц необходимо выполнение условия $\tilde{T}/\tau_b \le 0.005$. Примечательно, что для обратимости энергии заряженной частицы в поле электромагнитного импульса достаточно гораздо более слабого условия $\tilde{T}/\tau_b \le 0.3$.

1.7 Выводы Главы 1

Проведен подробный анализ задачи о движении заряженной частицы во внешнем заданном поле плоской электромагнитной волны большой амплитуды, когда необходимо релятивистское рассмотрение. Исследованы различные случаи начальных условий движения заряженной частицы и поляризации волны.

Получено приближенное решение уравнений движения заряженной частицы в плоской квазимонохроматической волне. Найдены усредненные по осцилляциям координаты, скорость, импульс, энергия частицы и действующая на частицу средняя сила.

На основании сравнения приближенного решения уравнений движения заряженной частицы в плоской квазимонохроматической волне и численного решения точного уравнения движения показано, что формулы приближенного решения позволяют описывать движение частицы с хорошей точностью в широком диапазоне значений интенсивности и длительности импульса. Получен критерий применимости приближенного решения в зависимости от интенсивности и длительности импульса, из которого следует, что точность результатов аналитического расчета возрастает с увеличением длительности и уменьшается с увеличением интенсивности электромагнитного импульса.

ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВЕЩЕСТВОМ

2.1 Введение

В настоящее время большое внимание уделяется проблеме ускорения заряженных частиц при воздействии интенсивных лазерных импульсов на мишени различной формы и состава и, в частности, определению оптимальных параметров лазерных импульсов и мишеней для получения пучков заряженных частиц максимальной энергии и наилучшего качества [1-3].

В первой главе диссертации исследовалась проблема ускорения отдельной заряженной частицы в поле интенсивного фемтосекундного лазерного импульса. Полученные в первой главе формулы применимы для описания взаимодействия интенсивного лазерного излучения с плазмой в случае, если ее плотность мала на столько, что взаимодействием заряженных частиц друг с другом можно пренебречь по сравнению с их взаимодействием с электромагнитным полем лазерного импульса. Именно такой случай экспериментально исследовался в работе [4], в которой было показано, что энергия, приобретаемая электронами пропорциональна интенсивности лазерного импульса, в отличие от случая плотной плазмы, в которой энергия, приобретаемая электронами пропорциональна квадратному корню из интенсивности импульса [5-7].

Механизмы лазерного ускорения электронов и ионов существенно зависят от свойств плазмы, на которую воздейтсвует интенсивный лазерный импульс. В силу сложности процессов, протекающих при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом, аналитические методы не дают достаточно точного их описания. По этой причине, наряду с аналитическими расчетами, численные методы получили широкое распространение. Наиболее адекватным численным методом исследования процессов, протекающих при взаимодействии фемто- пикосекундных лазерных импульсов с различными мишенями представляется PIC (Particle In Cell) моделирование (см., например, обзор [3] и цитируемую там литературу).

Мы использовали адаптированный для задач взаимодействия лазерного излучения с веществом полностью трехмерный релятивистский электродинамический PIC-код KARAT, разработанный в ИОФ РАН для исследования нелинейных процессов в плазме при воздействии мощных СВЧ полей [8]. Определенным преимуществом кода KARAT является возможность проведения расчетов на персональных компьютерах. Несмотря на ограниченные вычислительные возможности персональных компьютеров, существует широкий круг задач, касающийся взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом, который удается исследовать при помощи указанного кода в его одномерной или двухмерной модификациях и, как будет показано ниже, результаты моделирования оказываются в хорошем согласии с экспериментальными данными и аналитическими моделями. Для всех рассматриваемых в настоящей главе задач была использована двухмерная версия кода.

Материал второй главы разбит по следующим разделам. В разделе 2 приводится краткое описание физической модели.кода KARAT. В разделе 3, посвященном тестированию кода KARAT на задаче взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с майларовыми мишенями [9], нами были получены результаты, хорошо совпадающие с экспериментальными данными [10], а также с результатами моделирования при помощи PIC-кода "CALDER" [11]. Исследована зависимость максимальной энергии протонов от угла падения лазерного импульса на мишень, и получено, что энергия протонов достигает абсолютного максимума при угле падения, равном 45^o. В разделе 4 для задачи о взаимодействии интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с тонкой алюминиевой мишенью, на фронтальной поверхности которой присутствует слой водородной предплазмы, нами было проведено подробное сравнение результатов расчета кодом KARAT [12] с простыми аналитическими моделями [13-17]. Было показано, в частности, что на начальном этапе лазерного воздействия световое давление может быть наиболее эффективным механизмом ускорения протонов. В разделе 5 мы подробно исследовали особенности отражения фемтосекундного лазерного импульса от границы околокритической плазмы в зависимости от интенсивности и длительности лазерного импульса, а также от плотности плазмы [18].

2.2 Краткое описание физической модели кода «Карат»

В основе PIC - кода KARAT лежит трехмерная самосогласованная электродинамическая модель, индуцированные электрические **E** и магнитные **B** поля в которой находятся из уравнений Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \tag{2}$$

где **J** - плотность тока. Поля **E** и **B** удовлетворяют различным граничным условиям в зависимости от типов границ счетной области (в том числе, идеально проводящих поверхностей, поверхностей с конечной проводимостью, открытых границ). Запуск внешнего электромагнитного импульса, в частности лазерного импульса, осуществляется путем реализации соответствующих типу волны граничных условий.

Система (1)-(2) решается конечно-разностным методом (FDTD) на прямоугольной сетке со сдвигом в пространстве и по времени.

В настоящей задаче плотность тока в каждой точке системы определяется только в рамках PIC –метода:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V}\sum_s Q_s \mathbf{v}_s, \tag{3}$$

где $\mathbf{v}_s$ - скорость макрочастицы с номером s, Q_s - часть заряда макрочастицы с номером s в данной элементарной ячейке, ΔV - объем элементарной ячейки.

Поскольку электроны в системе могут иметь релятивистские скорости, для описания движения макрочастиц используется релятивистское уравнение движения заряженной частицы в электромагнитном поле

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = Q(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{v}\times\mathbf{B}), \qquad (4)$$

где **p** и **v –** импульс и скорость макрочастицы, причем

$$\mathbf{p} = m_p\mathbf{v}\gamma, \qquad \gamma = 1/\sqrt{1-\frac{\mathbf{v}^2}{c^2}}, \qquad (5)$$

где $m_p = \eta m$ - масса макрочастицы, а $Q = \eta q$ - ее заряд, m и q - масса и заряд реальных плазменных частиц (электронов и ионов), η - параметр укрупнения.

Уравнения (1)-(5) составляют полную систему, позволяющую самосогласованно описывать динамику частиц и генерируемых ими электромагнитных полей.

Суть PIC – метода состоит в том, что масса и заряд макрочастиц могут на порядки превышать массу и заряд реальных плазменных частиц (электронов и ионов), и тем не менее, при выполнении определенных условий, результаты PIC–моделирования с высокой степенью точности совпадают с результатами реального эксперимента и аналитическими решениями. Действительно, в уравнение движения (4) масса и заряд макрочастицы входят в виде отношения. По этой причине, динамика макрочастиц не отличается от динамики реальных плазменных частиц. Однако, при определении плотности тока **J** заряд макрочастицы входит в формулу (3) явно, и величина параметра укрупнения η может влиять на результаты моделирования.

При PIC- моделировании лазерно-плазменных процессов на персональном компьютере основными ограничениями являются количество макрочастиц, используемых в расчете, а также количество узлов сетки, которые в настоящее время не могут значительно превышать величину порядка 10^7. Для достижения максимальной точности расчета (когда количества макрочастиц и узлов сетки максимальны) будет исследовано влияние параметра укрупнения на результаты моделирования.

2.3 Тестирование кода KARAT на задаче о взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с майларовой мишенью

2.3.1 Постановка задачи

В качестве тестовой задачи мы выбрали недавнюю работу [10], в которой экспериментально исследовалось ускорение протонов при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с рекордным контрастом ($>10^{10}$) с майларовыми пленками различной толщины, и было экспериментально продемонстрировано, что при отсутствии предплазмы на фронтальной поверхности мишени ускорение протонов как с фронтальной, так и с тыльной поверхностей мишени происходит практически с одинаковой эффективностью.

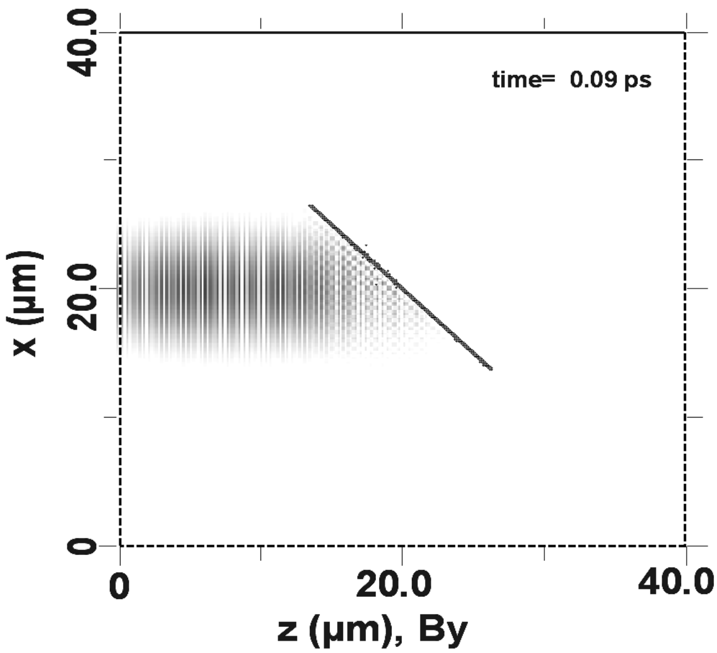


Рис. 1. Схема численного эксперимента по взаимодействию фемтосекундного лазерного импульса с тонкой майларовой пленкой.

На рис. 1 показана расчетная модель взаимодействия лазерного импульса длительностью 65 фс с тонкой майларовой ($C_8H_{10}O_4$) пленкой, соответствующая эксперименту, описанному в работе [10]. Размер расчетной области был равен 40*40 мкм, величина шага сетки по каждой оси выбиралась равной 57 нм. Длительность расчета составляла 900 фс.

Лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 790$ нм имел гауссов профиль как по времени, так и по пространству (в плоскости XZ) с шириной на полувысоте, соответственно, 65 фс и 8 мкм. Интенсивность лазерного импульса в максимуме составляла $I_0 = 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2.

Мишень моделировалась как плазма в рамках PIC- модели. Определенным аргументом в пользу такого допущения служит то, что энергия движения частиц в поле моделируемого лазерного импульса на много порядков превышает энергию связи электронов в твердом теле мишени.

Конструкция модели соответствует используемой в реальных экспериментах [10]. В начальный момент мишень представляла собой однократно ионизованную плазменную область шириной 18 мкм и толщиной h = 80 - 800 нм, состоящую из электронов e^- и ионов трех видов: протонов p^+ с концентрацией $n_{p^+} = 50 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, ионов углерода C^+ с концентрацией $n_{C^+} = 40 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ и ионов кислорода O^+ с концентрацией $n_{O^+} = 20 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, что соответствовало плотности майлара $\rho = 1.4$ г/см^3. Мишень была повернута на 45 градусов относительно направления распространения лазерного импульса.

В применяемой в данной задаче двухмерной плоской XZ версии кода KARAT, что соответствует предположению об отсутствии зависимости от Y, вместо параметра укрупнения η

используется пропорциональный ему параметр $M = 0.33 \cdot 10^{-10}\eta$ (Merging factor). Максимальное число макрочастиц каждого сорта в нашем случае не могло превышать 1.2*10^6 (полное число частиц 7.2*10^6), поэтому минимальное значение M определялось максимальной концентрацией ионов каждого сорта в плазменной области, а также ее площадью. В настоящем исследовании ширина плазменной области не изменялась, а толщина h варьировалась. Поэтому, для каждого значения h выбиралось минимальное значение $M_{\min}(h)$, обеспечивающее максимально возможную (для данного h) точность расчета. Так, при изменении h в диапазоне от 80 нм до 0.8 мкм величина $M_{\min}(h)$ изменялась от 0.3 до 2.

2.3.2 Результаты моделирования

Перейдем к обсуждению результатов моделирования. На рис. 2 приводятся зависимости от времени максимальных кинетических энергий протонов, ускоренных лазерным импульсом и движущихся в областях левее фронтальной поверхности мишени и правее тыльной поверхности мишени (см. рис. 1). Толщина мишени равна $h = 80$ нм, параметр $M_{\min}(h) = 0.3$. Из рис. 2 видно, что процесс набора энергии протонами занимает не менее 1 пс. Поскольку выход энергии протонов на насыщение – процесс весьма длительный, для экономии вычислительного времени мы заканчивали расчет в момент времени $t = 900$ фс, при этом изменение энергий протонов за последние 100 фс не превышало 5%. Максимальные значения энергий протонов, летящих с фронтальной и тыльной поверхностей мишени, составляли 4.9 Мэв и 5.2 МэВ, соответственно, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента в [10].

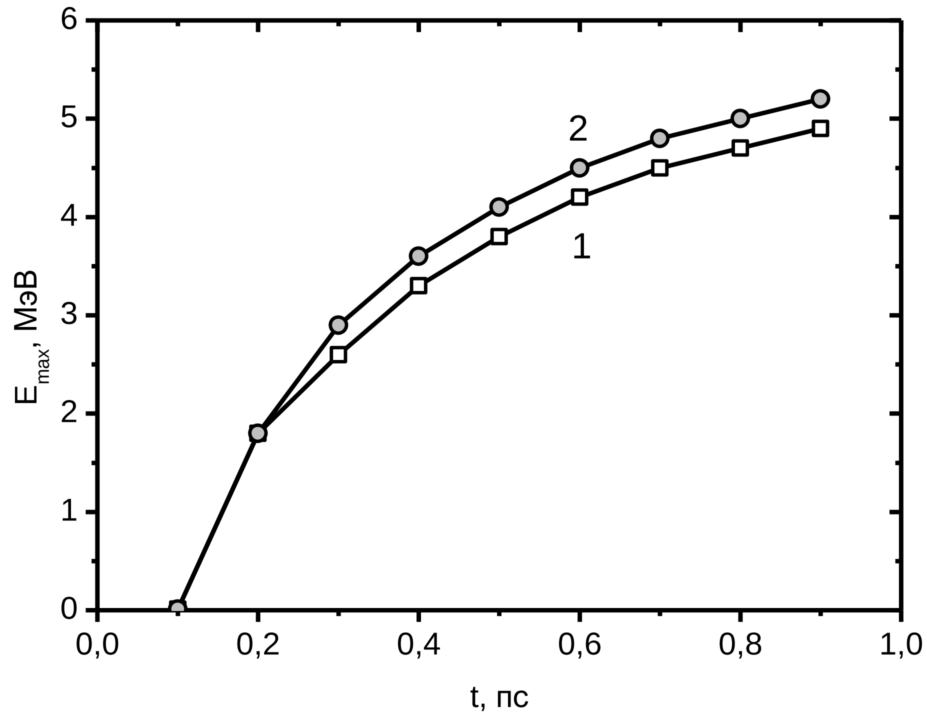


Рис. 2. Временная зависимость максимальных кинетических энергий протонов с фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) поверхности мишени.

Как указывалось в работе [10], отсутствие области предплазмы из-за высокого контраста лазерного импульса приводит к тому, что протоны с фронтальной и тыльной стороны мишени набирают приблизительно одинаковую энергию. Этот факт подтверждается настоящим расчетом, в котором различие в энергиях протонов с двух сторон от мишени в момент времени $t = 900$ фс не превышает 6 %. Динамика ускорения протонов при взаимодействии лазерного импульса с более толстыми мишенями, рассматриваемыми в настоящей работе, качественно не изменяется.

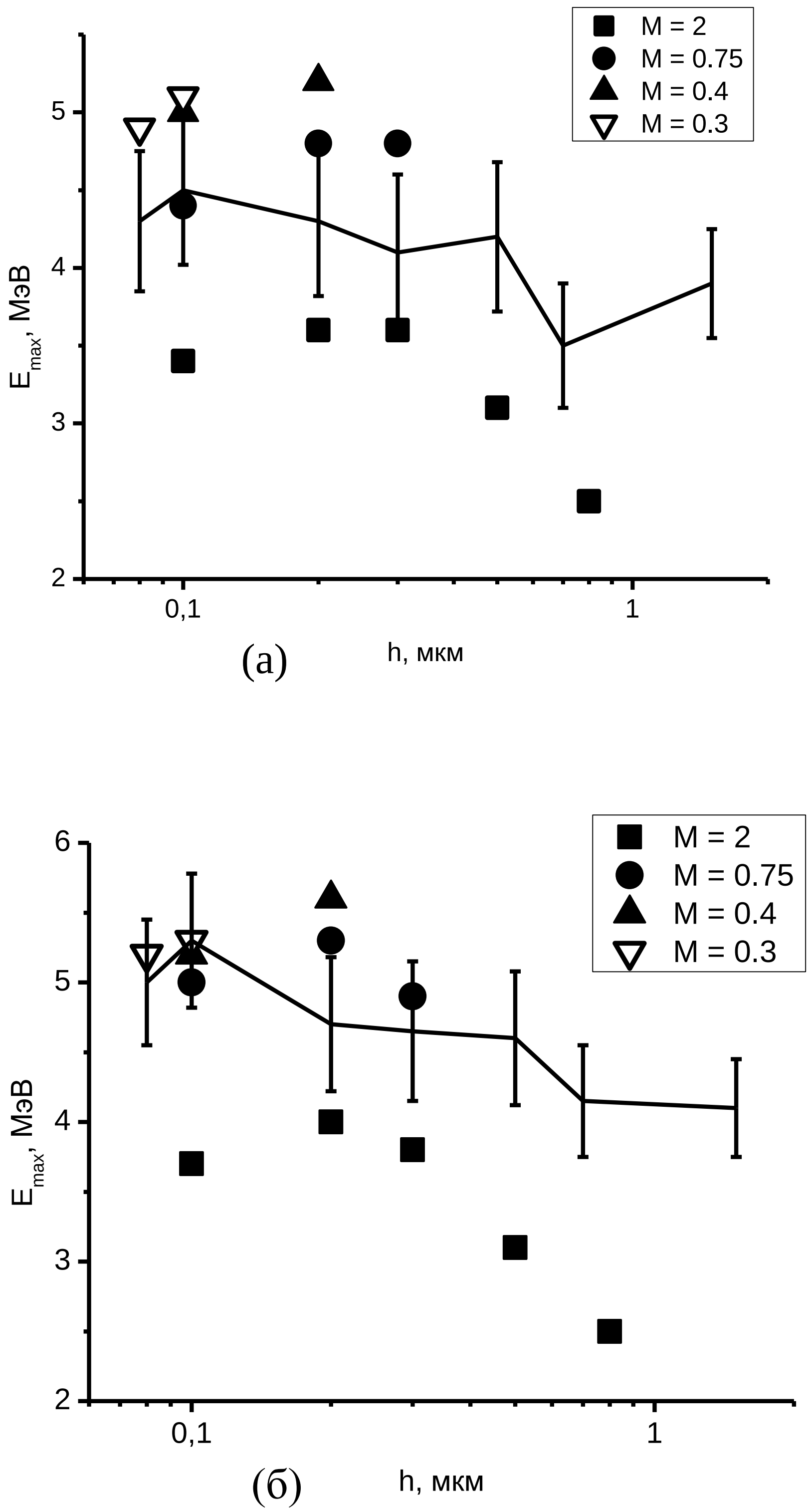


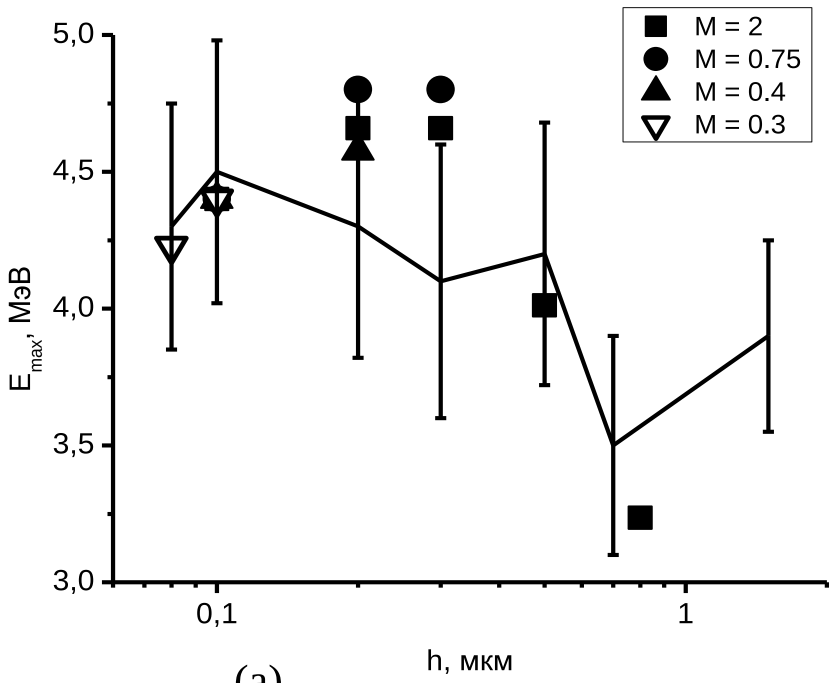
Рис. 3 Зависимость максимальной энергии протонов с фронтальной (а) и тыльной (б) поверхности мишени от ее толщины h при различных значениях параметра M. Сплошная линия – результаты эксперимента [10].

На рис. 3 приводятся максимальные кинетические энергии протонов с фронтальной (рис. 3 (а)) и тыльной стороны мишени (рис. 3 (б)) в зависимости от ее толщины h. Черной сплошной кривой показаны экспериментальные данные, приведенные в [10]. Расчеты проводились при нескольких значениях M с целью изучения влияния этого параметра на результаты моделирования. Как видно из рис. 3 (а) и (б) результаты моделирования удовлетворительно совпадают с результатами эксперимента при $M \le 0.75$, причем меньшим значениям M соответствуют б**о**льшие значения энергии при постоянном h.

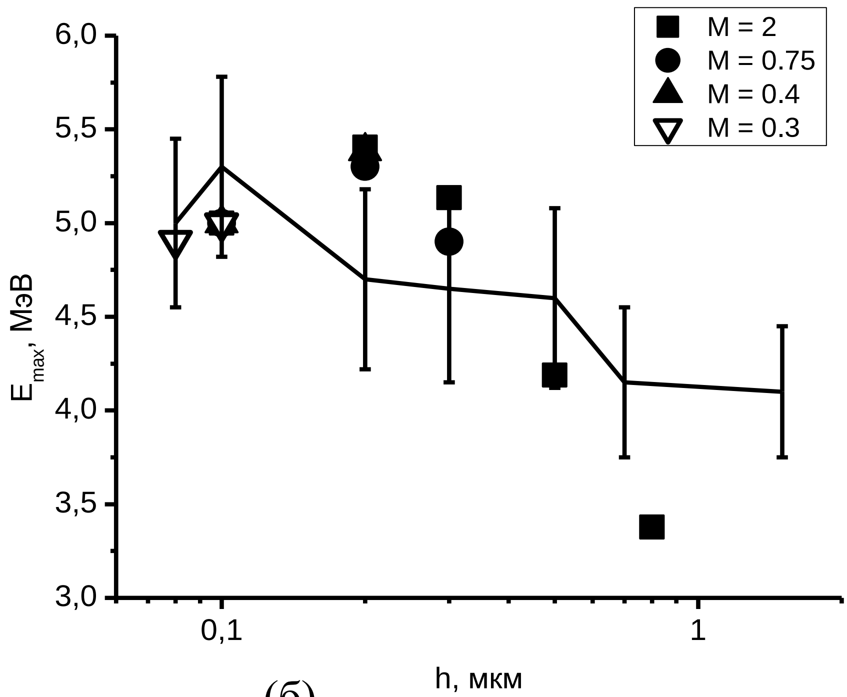
Заметим, что увеличение кинетической энергии протонов при уменьшении M стремится к насыщению. Например, на рис. 3 (а) в расчетах с толщиной мишени $h = 0.1$мкм при изменении M от 2 до 0.75 энергия протона возросла от 3.4 МэВ до 4.4 МэВ, а при изменении M от 0.4 до 0.3 энергия возросла от 5 МэВ до 5.1 МэВ. Таким образом, влияние параметра укрупнения макрочастиц на результаты PIC- моделирования ослабевает при увеличении их полного числа.

Несмотря на имеющиеся различия в кинетических энергиях протонов, рассчитанных при разных значениях M, формы зависимостей этих энергий от толщины мишени оказываются похожими: зависимости имеют максимум при толщине $h \approx 0.2$ мкм. На экспериментальных зависимостях [10] также имеет место максимум энергии, но при $h \approx 0.1$мкм, что, с учетом экспериментальной ошибки, может считаться хорошим соответствием результатов расчета и эксперимента.

Для сопоставления зависимостей, полученных при $M =$0.3, 0.4, 0.75 и 2, соответствующие значения кинетических энергий протонов с фронтальной поверхности мишени были умножены на коэффициенты 0.86, 0.88, 1 и 1.3, а значения кинетических энергий протонов с тыльной поверхности мишени – на коэффициенты 0.94, 0.96, 1 и 1.35.



(а)



(б)

Рис. 4. Зависимость приведенной максимальной энергии протонов с фронтальной (а) и тыльной (б) поверхности мишени от ее толщины h при различных значениях параметра M. Сплошная линия – результаты эксперимента [10].

В результате этой процедуры «приведения», значения кинетических энергий протонов с фронтальной поверхности мишени при толщине $h = 0.1$ мкм для всех M совпадали друг с другом (аналогично, для протонов с тыльной стороны). Полученные «приведенные» при $h = 0.1$ мкм зависимости показаны на рис. 4 (а) и (б) для кинетических энергий протонов с фронтальной и тыльной стороны мишени, соответственно. Как видно из графиков, все зависимости с хорошей степенью точности попадают на одну кривую, которая, в свою очередь, удовлетворительно описывает экспериментальные данные в рассматриваемом диапазоне толщин мишени. Таким образом, предложенная процедура «приведения» позволяет получать достаточно точные количественные результаты в широком диапазоне толщин мишени.

Рассмотрим теперь вопрос о зависимости максимальной кинетической энергии протонов от угла падения θ лазерного импульса на майларовую мишень при $h = 0.1$ мкм и $M = 0.75$. На рис. 5 приводятся максимальные кинетические энергии протонов с фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) стороны мишени, а также модуль их разности (кривая 3) в зависимости от θ. Из рис. 5 видно, что максимальная энергия протонов достигается при угле падения, близком к $\theta = 45°$. При уменьшении θ максимальная энергия заметно уменьшается: при нормальном падении ($\theta = 0°$) энергия протонов с фронтальной стороны равна 1.9 МэВ, а с тыльной стороны – 2.6 МэВ, что почти в 2 раза меньше, чем при $\theta = 45°$. Кроме того, при уменьшении угла θ возрастает (выходя на насыщение) разность энергий с тыльной и фронтальной сторон, достигая при $\theta = 0°$ величины 0.7 МэВ. Таким образом, при нормальном падении лазерного импульса энергия протонов с тыльной стороны мишени оказывается существенно выше энергии протонов с фронтальной стороны, даже несмотря на отсутствие предплазмы.

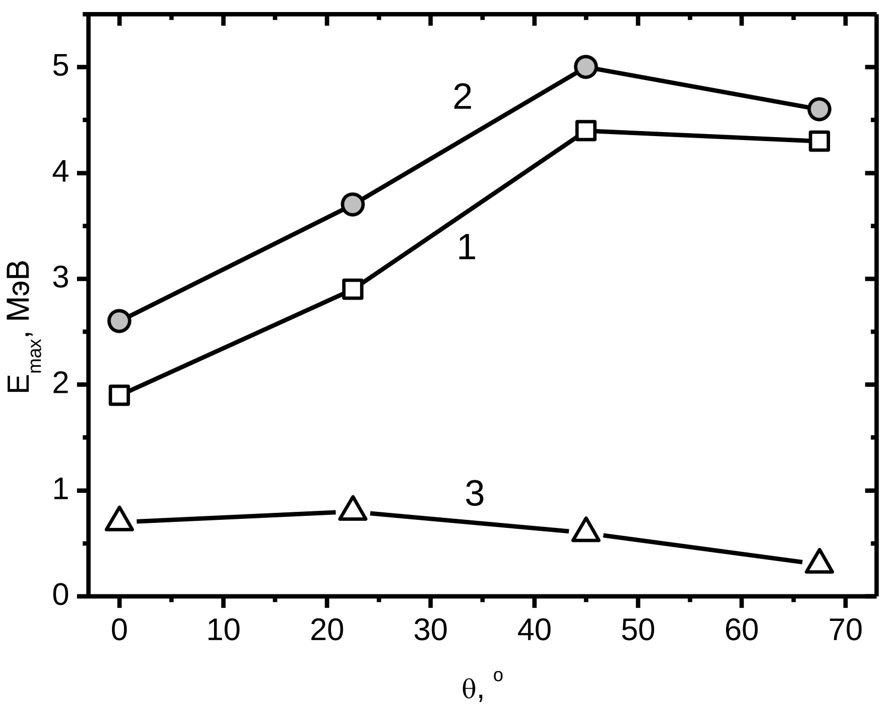


Рис. 5 Зависимость максимальных энергий протонов с фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) поверхности мишени, а также модуль их разности (кривая 3) от угла падения лазерного импульса.

Отметим, что приведенные в работе [10] результаты двухмерного PIC –моделирования посредством кода «CALDER» [11] также хорошо описывают экспериментальные данные. Однако, для получения такого совпадения авторы использовали в расчетах заниженное значение интенсивности лазерного импульса $I_0 = 3 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2, а также завышенную концентрацию частиц майларовой мишени (150 n_c), соответствующую плотности $\rho = 1.9$ г/см^3. Эти два обстоятельства указывают на то, что PIC – код «CALDER», использованный в работе [10], дает завышенные результаты по сравнению с результатами кода KARAT. Для сравнения с [10] нами был проведен расчет для майларовой мишени толщиной 100 нм с плотностью $\rho = 1.9$ г/см^3; интенсивность лазерного импульса $I_0 = 3 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 , параметр $M = 0.75$. Полученные максимальные энергии протонов с фронтальной и тыльной стороны мишени оказались равны, соответственно, 3.3 МэВ и 3.6 МэВ, что более чем на 1 МэВ ниже соответствующих экспериментальных результатов (4.5 МэВ и 5.3 МэВ).

2.3.3 Выводы

Таким образом проведенное тестирование показало, что результаты моделирования PIC-кодом KARAT взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с майларовыми мишенями хорошо согласуются с экспериментальными данными. Исследовано влияние параметра укрупнения макрочастиц на результаты моделирования и показано, что это влияние ослабевает при увеличении полного числа макрочастиц в системе. Исследована зависимость максимальной кинетической энергии протонов от угла падения лазерного импульса на мишень, и получено, что энергия протонов достигает абсолютного максимума при угле падения, равном 45°. Проведено сравнение результатов моделирования при помощи PIC- кода KARAT с результатами двухмерного PIC – кода «CALDER», используемого в работе [10]. Показано, что код «CALDER» дает завышенные значения максимальной кинетической энергии протонов, по сравнению с кодом KARAT.

2.4 Ускорение электронов и протонов в сверхсильном лазерном поле: сравнение с простыми аналитическими моделями.

В данном разделе на примере часто встречающегося в экспериментах случая воздействия интенсивного фемтосекундного лазерного импульса на металлическую мишень, на фронтальной поверхности которой присутствует слой водородной предплазмы, проводится последовательное сравнение результатов численных расчетов при помощи кода KARAT с простыми аналитическими моделями, позволяющими не только достаточно точно оценить основные параметры лазерного ускорения заряженных частиц, но и описать динамику их изменения на относительно протяженном интервале времени.

2.4.1 Постановка задачи

Рассмотрим постановку численного эксперимента. Лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 1$мкм и интенсивностью $I_0 = 2\cdot 10^{18}$ Вт/см^2, имел гауссов профиль как по времени, так и по пространству, с длительностью $\tau = 235$ фс и размером пятна $r_0 = 3$ мкм по половине амплитуды. Импульс запускался с левой границы счетной области и распространялся в положительном направлении оси z, при этом электрическое поле лазерного импульса находилось в плоскости XZ.

Счетная область представляла собой вытянутый прямоугольник с размерами 10 мкм по оси x и 60 мкм по оси z. Шаг сетки в обоих направлениях составлял $\Delta x = \Delta z = 50$ нм. Граничные условия для электрических и магнитных полей на левой и правой границе расчетной области соответствовали открытой границе, обеспечивающей ввод и вывод излучения. На верхней и нижней границе счетной области граничные условия соответствовали условиям на идеально проводящей поверхности[5]. Для макрочастиц все границы счетной области являлись поглощающими.

Мишень состояла из трех первоначально квазинейтральных слоев. Передний - слой предплазмы толщиной 4 мкм располагался на расстоянии 26 мкм от левой границы расчетной области и состоял из электронов e и протонов p, концентрация которых увеличивалась по экспоненциальному закону от $n = 0.25n_c$ в точке $z = 26$ мкм до $n = 2n_c$ в точке $z = 30$ мкм, где $n_c = 1.1 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ – критическая концентрация электронов для излучения с длиной волны $\lambda = 1$ мкм. Подобный профиль концентрации заряженных частиц возникает в результате воздействия на фронтальную поверхность мишени пред-импульса лазерного излучения, как правило, всегда присутствующего в реальных экспериментах.

За слоем предплазмы располагался слой основной мишени толщиной 3-мкм, состоящий из ионов алюминия Al^+ и электронов с концентрацией $n = 4n_c$. Отметим, что рассматриваемая концентрация ионов алюминия в 4.5 раз меньше твердотельной ($18n_c$) – это допущение связано с описанным выше ограничением на полное число макрочастиц, используемых в расчете. Тем не менее, даже при такой концентрации мишени глубина проникновения в нее лазерного излучения не превышала величину порядка $c/\omega_{pe} = 0.08$ мкм, где c - скорость света, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$ - плазменная частота электронов в алюминиевой мишени, e - заряд электрона, m_e - масса электрона, т.е. лазерное излучение не оказывало прямого воздействия на заряженные частицы, движущиеся внутри алюминиевой мишени. Третий слой, состоящий из электронов и протонов с концентрацией $n = 4n_c$, располагался за алюминиевой мишенью и имел толщину 0.1 мкм.

---

[5] В рассматриваемом случае использование таких граничных условий для электрических и магнитных полей не оказывает существенного влияния на процессы ускорения заряженных частиц, даже несмотря на ограниченные размеры счетной области.

Поперечный размер плазменной мишени в начальный момент времени был равен 8 мкм, при этом полное число макрочастиц незначительно превышало величину $6 \cdot 10^6$. Лазерный импульс в максимуме интенсивности достигал первоначальной границы предплазмы ($z = 26$ мкм) в момент времени $t_m = 490$ фс. Полная длительность расчета составила $t_f = 1.4$ пс. При выборе величины t_f учитывались следующие требования: с одной стороны, полная длительность расчета должна быть порядка времени выхода на насыщение максимальной кинетической энергии ускоренных частиц, а с другой стороны, за время t_f не должно существенно уменьшаться число макрочастиц, используемых в расчете, вследствие их ухода за пределы счетной области.

2.4.2 Динамика электронов

Лазерный импульс, воздействуя на предплазму, прежде всего, приводит в движение самые легкие частицы – электроны. Траектории электронов в лазерном поле представляют собой суперпозицию поступательного и колебательного движений (напомним, что траектория электрона в поле плоской монохроматической электромагнитной волны линейной поляризации имеет 8-образную форму лишь в специальной системе отчета, в которой электрон в среднем покоится [19]). В недавней работе [20] (см. также цитированную там литературу) численно исследовалось движение отдельного электрона под действием фемтосекундного лазерного импульса, и было отмечено, в частности, что в результате такого взаимодействия электрон может приобретать ненулевую кинетическую энергию поступательного движения.

В работе [13] был аналитически исследован более простой случай движения заряженной частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны и были получены формулы для кинетической энергии частицы $\langle K \rangle$, усредненной по периоду ее колебательного движения и по начальной фазе волны. Для электрона в поле плоской электромагнитной волны линейной поляризации эта энергия принимает вид:

$$\langle K_e \rangle = \frac{1}{4} m_e c^2 \mu \left(6 - \frac{32 + 7\mu}{2\sqrt{4+3\mu}\sqrt{4+\mu}} \right), \tag{6}$$

где введено обозначение:

$$\mu = \frac{2e^2}{\pi m_e^2 c^5} I_0 \lambda^2 = \frac{I_0 \lambda^2}{1.37 \cdot 10^{18}}, \tag{7}$$

в котором I_0 - интенсивность излучения в Вт/см^2, λ - длина волны излучения в мкм.

В Главе 1 было показано, что формулы (6) и (7) сохраняют свой вид и в случае плоской электромагнитной волны с зависящей от времени интенсивностью, если изменение интенсивности за период колебаний поля достаточно мало. В этом случае в формулу (7) вместо постоянной интенсивности I_0 будет входить интенсивность $I\left(z(t)\right)$ в точке, в которой находится электрон в момент времени t.

Сравним кинетическую энергию электронов предплазмы, усредненную по макрочастицам, находящимся внутри прямоугольной пространственной области (с размерами $\Delta z = 10$ мкм, $\Delta x = 2$ мкм и центром в точке $x = 5$ мкм, $z = 25$ мкм), расположенной в центре пятна облучения, где распределение интенсивности излучения в поперечном сечении можно считать достаточно однородным, с результатами расчетов по формуле (6). При этом для величины $I(t)$ в формуле (7) будем использовать выражение

$$I(t) = I_0 \exp\left[-\left(t - t_m\right)^2 / \left(\tau / \sqrt{4 \ln 2} \right)^2 \right], \tag{8}$$

которое описывает зависимость интенсивности падающего лазерного импульса от времени в фиксированной точке расчетной области с координатами $z = 26$ мкм, $x = 5$ мкм.

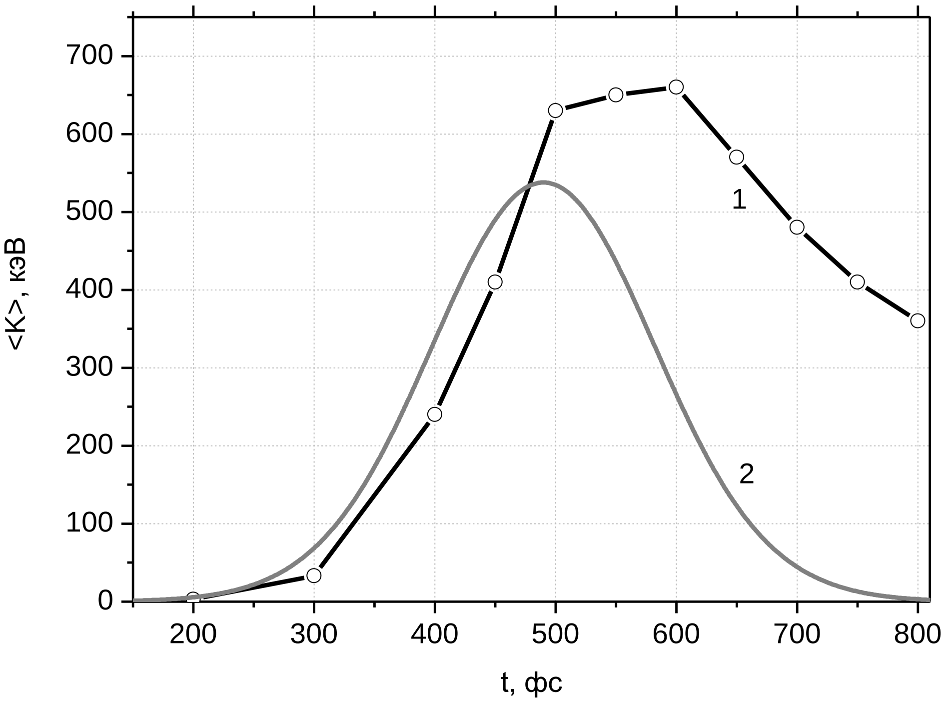


Рис. 6 Зависимость средней кинетической энергии электронов предплазмы от времени: кривая 1 – результаты моделирования кодом KARAT, кривая 2 – расчет по формулам (6) - (8).

На рис. 6 представлены зависимости средней кинетической энергии электронов предплазмы от времени, полученные в результате PIC - моделирования (кривая 1), а также вычисленные по формулам (6) - (8) (кривая 2).

Из рис. 6 следует, что формулы (6) – (8) достаточно точно описывают динамику набора энергии электронами предплазмы в течение первых 500 фс (на переднем фронте лазерного импульса). Максимальное значение средней энергии электронов, рассчитанное по формулам (6) – (8), $\langle K_e \rangle_{\max} = 538$ кэВ на 20% отличается от максимальной средней энергии электронов, полученной в моделировании, и равной 660 кэВ. Действительно, в начале процесса взаимодействия лазерный импульс распространяется по области невозмущенной предплазмы с концентрацией электронов ниже критической n_c, в этом случае динамика электронов хорошо описывается формулами (6) – (8). Тем не менее, при $t > 500$ фс имеет место существенное различие в поведении кривых 1 и 2: кривая 2 практически повторяет по форме лазерный импульс - достигает своего максимума строго в максимуме интенсивности лазерного импульса и обращается в нуль вместе с его окончанием, в то время как средняя энергия электронов в численном эксперименте (кривая 1) достигает максимума на заднем фронте лазерного импульса и затем плавно уменьшается.

Под действием лазерного импульса в предплазме происходит разделение зарядов, и возникают собственные электростатические поля, существующие на временах, значительно превышающих длительность лазерного импульса. Колебательные движения электронов в этих полях и объясняют более медленное уменьшение средней кинетической энергии электронов в численном эксперименте по сравнению с формулами (6) – (8) при $t > 500$ фс.

Рассмотрим более подробно движение электронов под действием лазерного импульса и электростатических полей, возникающих в плазменной мишени.

На рис. 7 приводятся зависимости от времени z – координат трех пробных электронов с различными начальными положениями: электрон 1 – располагался на фронтальной поверхности предплазмы ($z = 26$ мкм), электрон 2 – на «критической» поверхности предплазмы, координата z_c которой определяется условием $n(z_c) = n_c$ (в начальный момент времени $z_c = 28.55$ мкм) и электрон 3 – на тыльной поверхности мишени ($z = 30$ мкм); начальные x – координаты всех трех электронов были одинаковы и равны $x = 5$ мкм. Символами P и Al обозначены области пространства, занимаемые, соответственно, предплазмой и алюминиевой мишенью в начальный момент времени.

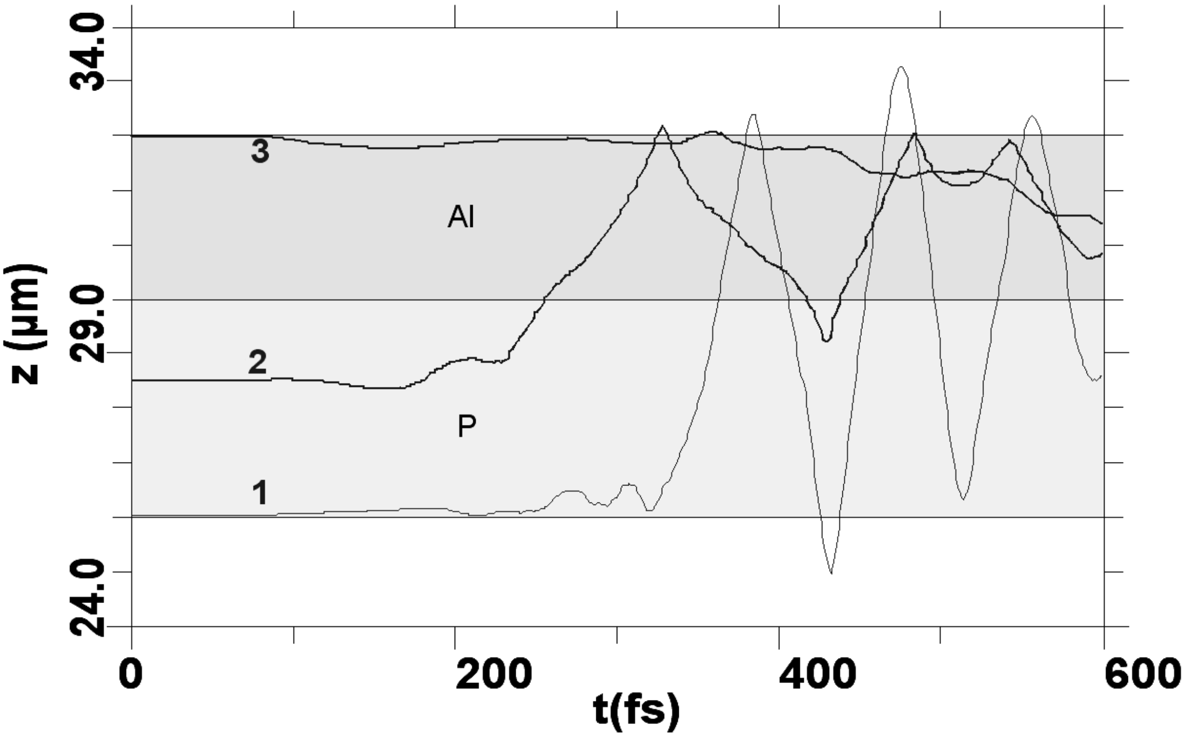


Рис. 7 Временная зависимость z – координат пробных электронов с различными начальными положениями: 1 – на фронтальной поверхности предплазмы, 2 – на «критической» поверхности предплазмы, 3 – на тыльной поверхности мишени.

Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 7 показывает, что электрон 2, находящийся изначально на «критической» поверхности предплазмы, начинает движение в направлении мишени в момент времени $t \approx 230$ фс - примерно на 100 фс раньше, чем электрон 1, находящийся на фронтальной поверхности предплазмы. Однако, z-компонента скорости ($0.6c$), которую приобретает электрон 1 к моменту входа в алюминиевую мишень ($t = 360$ фс) оказывается приблизительно в три раза больше z-компоненты скорости электрона 2 в момент его входа в мишень ($t = 255$ фс).

Как видно из рис. 7, электроны 1 и 2, приобретя энергию направленного движения от лазерного импульса, проходят сквозь алюминиевую мишень практически с постоянной скоростью. После выхода с тыльной поверхности мишени, электроны начинают испытывать силу притяжения со стороны нескомпенсированного положительного заряда мишени, и, в итоге, изменяют направление своего движения на противоположное. Величина электростатического поля на тыльной поверхности мишени, тормозящего покидающие мишень электроны, достигает 7 ГВ/см. Поменяв направление движения и снова пройдя сквозь мишень, попавшие в область предплазмы электроны могут быть повторно ускорены лазерным импульсом. Отметим, что в работе [21] подробно исследовался подобный процесс «циркуляции» электронов, ускоренных лазерным импульсом, и было, в частности, показано, что этим эффектом может быть объяснено увеличение максимальной энергии протонов, ускоренных с тыльной поверхности мишени, при уменьшении ее толщины.

Прямое воздействие лазерного импульса на электрон 3 на рис. 7 полностью исключено, тем не менее, начиная с момента $t = 360$ фс электрон 3 смещается с тыльной поверхности вглубь мишени. Такое поведение электрона 3 связано с наличием обратного тока в мишени, компенсирующего поток электронов из предплазмы.

2.4.3 Ускорение протонов

Возникающие в плазменной мишени электростатические поля не только существенно влияют на динамику электронов, но и приводят к ускорению протонов в различных направлениях. На рис. 8 приводится распределение z – компонент скоростей протонов в момент времени $t = 550$ фс. Цифрой 1 обозначены протоны, движущиеся с фронтальной поверхности предплазмы навстречу лазерному импульсу; цифрой 2 – протоны из предплазмы, движущиеся вглубь алюминиевой мишени;

цифрой 3 – протоны с тыльной поверхности мишени, движущиеся по направлению распространения лазерного импульса. Символами P и Al обозначены области пространства, занимаемые, соответственно, предплазмой и алюминиевой мишенью в начальный момент времени.

Как видно из рис. 8, наибольшую скорость имеют протоны из группы 3, ускоренные с тыльной поверхности мишени по направлению распространения лазерного импульса, а наименьшую – протоны из группы 1, движущиеся навстречу лазерному импульсу. Этот результат, характерный для случая взаимодействия лазерного импульса с мишенями, на поверхности которых возникает предплазма, связан с тем, что концентрация электронов, вышедших за пределы мишени с тыльной поверхности (а, следовательно, и ускоряющее электростатическое поле), оказывается выше, чем концентрация электронов, покинувших фронтальную поверхность предплазмы. Иллюстрацией вышесказанного является рис. 7, на котором все три рассмотренных пробных электрона в процессе движения пересекают тыльную поверхность мишени, в то время как фронтальную поверхность предплазмы пересекает только один электрон.

Наличие части протонов из группы 3, имеющих отрицательную z – компоненту скорости (движущихся вглубь мишени), свидетельствует о развитии «кулоновского взрыва» слоя протонов на тыльной поверхности мишени. В работе [22] теоретически исследовался «кулоновский взрыв» плоских плазменных слоев субмикронной толщины, и было, в частности, показано, что основную энергию ионы набирают в одномерном режиме кулоновского взрыва плазменного слоя. Как видно из рис.8, максимальная скорость протонов группы 3, направленных вглубь мишени, примерно в 6 раз меньше максимальной скорости протонов, направленных за пределы мишени. Таким образом, «кулоновский взрыв» не является определяющим механизмом ускорения протонов на тыльной поверхности мишени.

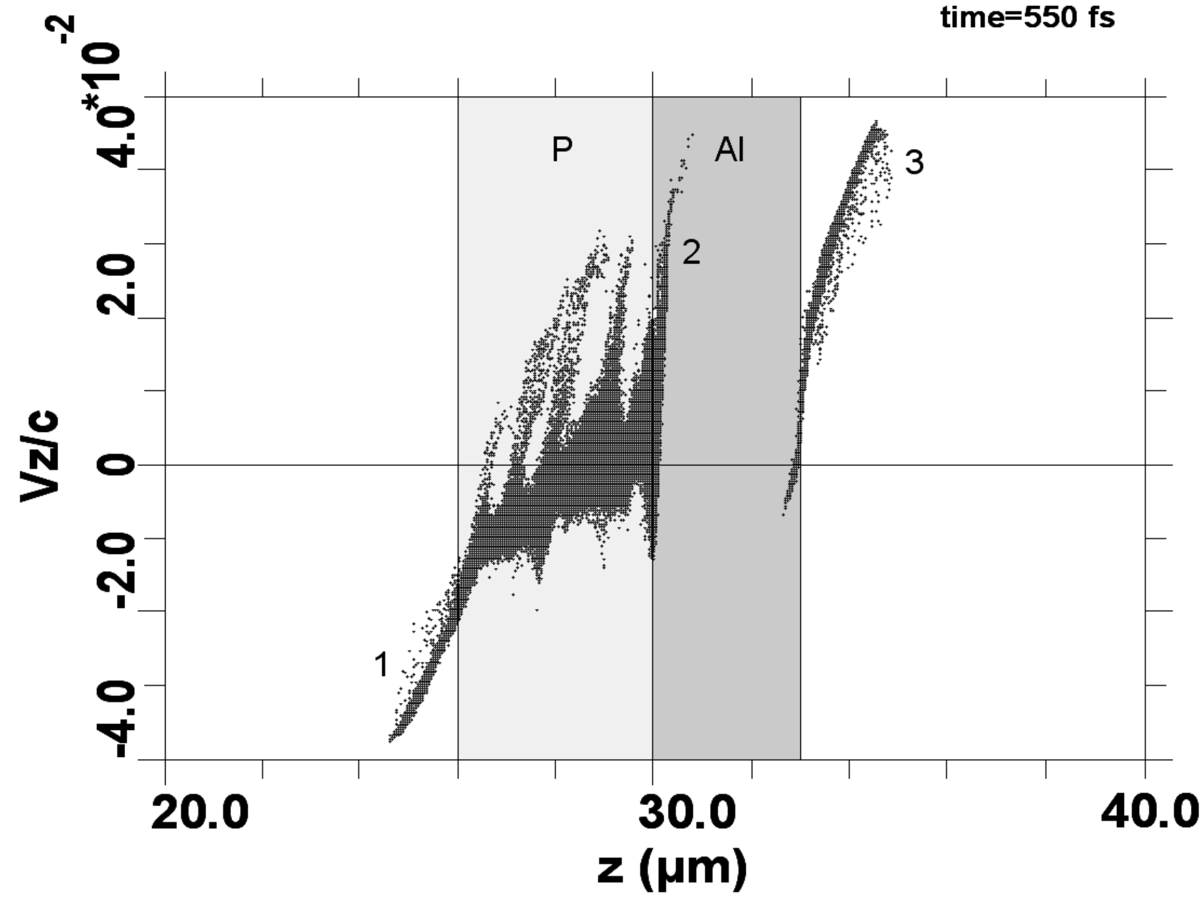


Рис. 8 Распределение z – компоненты скорости протонов в момент времени $t = 550$ фс: 1 – протоны, движущиеся с фронтальной поверхности предплазмы навстречу лазерному импульсу; 2 – протоны из предплазмы, движущиеся вглубь алюминиевой мишени; 3 – протоны с тыльной поверхности мишени, движущиеся по направлению распространения лазерного импульса.

На рис. 9 показаны зависимости максимальных энергий протонов от времени: кривая 1 – протоны с фронтальной поверхности предплазмы, движущиеся навстречу лазерному импульсу; 2 – протоны предплазмы, движущиеся вглубь мишени; 3 – протоны с тыльной поверхности мишени, движущиеся по направлению распространения лазерного импульса; а также кривая 4 - временная форма лазерного импульса в условных единицах. При PIC моделировании достаточно трудно определить максимальные значения энергии протонов, поскольку время выхода энергий на насыщение занимает несколько пикосекунд. Как видно из рис. 9, максимальные энергии протонов начинают выходить на насыщение к моменту времени $t_f = 1.4$ пс (спустя более 500 фс после окончания лазерного импульса): изменение энергий протонов за последние 200 фс не превышает 4 %.

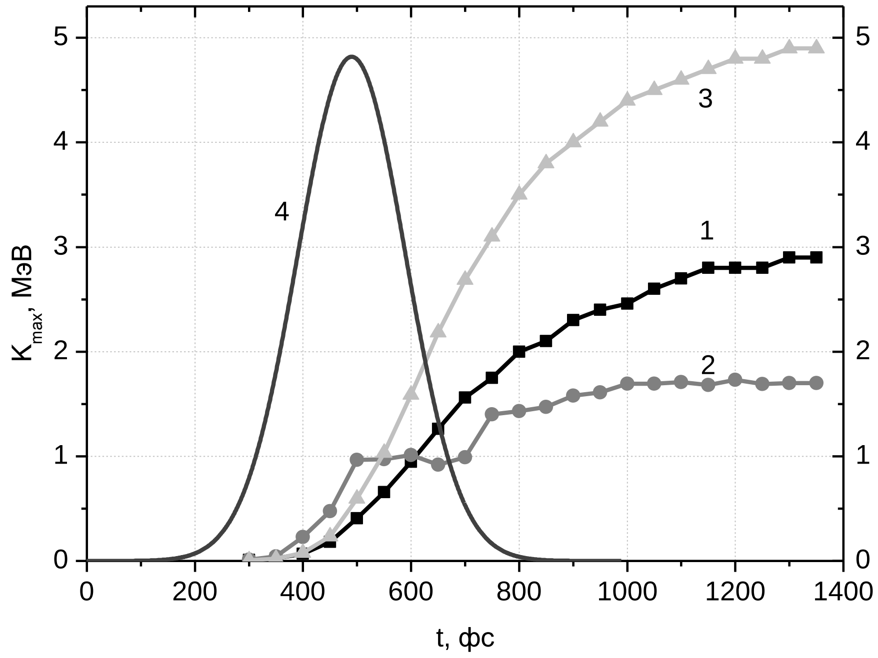


Рис. 9 Зависимость максимальных энергий протонов от времени: 1 – протоны с фронтальной поверхности предплазмы, движущиеся навстречу лазерному импульсу; 2 – протоны предплазмы, движущиеся вглубь мишени; 3 – протоны с тыльной поверхности мишени, движущиеся по направлению распространения лазерного импульса; 4 – временная (гауссова) форма лазерного импульса в условных единицах.

Полученные в расчете максимальные энергии протонов указанных трех потоков хорошо соответствуют результатам экспериментальной работы [23].

Отметим, что на относительно большую длительность процесса ускорения протонов после окончания лазерного импульса (на стадии разлета плазменной мишени) указывалось, например, в работе [17], в которой численно исследовались механизмы ускорения протонов при воздействии высокоинтенсивных лазерных импульсов на тонкопленочные мишени. Это обстоятельство накладывает определенные требования на минимальные размеры счетной области, которые не должны быть меньше пути, проходимого протонами в течение временного интервала, необходимого для их полного ускорения.

Максимальное значение кинетической энергии протонов, движущихся с тыльной поверхности мишени по направлению лазерного импульса (группы 3 на рис. 9), к моменту времени $t_f = 1.4$ пс достигает величины $K_{p,\max} = 4.9$ МэВ, что хорошо согласуется с оценочной формулой, предложенной в работе [14] на основании обобщения экспериментальных и расчетных данных по лазерному ускорению протонов:

$$K_{p,\max} \approx 3.6\lambda\sqrt{I_0/10^{18}}\,, \tag{9}$$

где максимальная кинетическая энергия протонов $K_{p,\max}$ измеряется в мегаэлектронвольтах, длина волны лазерного излучения λ - в микронах, а интенсивность лазерного импульса I_0 - в Вт/см^2. Подставляя в формулу (9) значения, используемые в нашем расчете $\lambda = 1$ мкм, $I_0 = 2\cdot 10^{18}$ Вт/см^2, получим $K_{p,\max} = 5.1$ МэВ.

Несмотря на хорошее совпадение оценки по формуле (9) с результатами расчета, эта формула обладает существенным недостатком – она не учитывает зависимости максимальной кинетической энергии протонов от толщины мишени и длительности лазерного импульса. В работах [16, 17], посвященных исследованиям взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с тонкими алюминиевыми фольгами, для оценки максимальной кинетической энергии протонов использовалась формула, учитывающая данные зависимости (см. также [15] и цитированную там литературу):

$$K_{p,\max} \approx 2T_e \left\{ \ln\left[\frac{t_{acc}\omega_{pp}}{\sqrt{2e_E}} + \sqrt{1+\left(\frac{t_{acc}\omega_{pp}}{\sqrt{2e_E}}\right)^2} \right] \right\}^2, \tag{10}$$

где $T_e = m_e c^2\left(\sqrt{1+\mu}-1\right)$ - температура в энергетических единицах быстрых электронов предплазмы [5], баллистически пролетающих через мишень и вызывающих ускорение протонов на ее тыльной поверхности, t_{acc} - эффективное время ускорения протонов, $\omega_{pp} = \sqrt{4\pi e^2 n_{e0}/m_p}$ - плазменная частота протонов, n_{e0} - концентрация быстрых электронов на тыльной поверхности мишени, m_p- масса протона, $e_E = 2.71828...$ Концентрация электронов n_{e0} определяется по формуле:

$$n_{e0} = \frac{\eta I_0}{cT_e\left(1+\frac{d_t}{r_0}\operatorname{tg}\theta_{in}\right)^2}, \tag{11}$$

где η - доля лазерной энергии, поглощенной быстрыми электронами в предплазме, d_t - толщина мишени, θ_{in} - половинный угол расходимости пучка быстрых электронов предплазмы при его прохождении через мишень.

В формулах (10) – (11) используются три неопределенных параметра: t_{acc}, η и θ_{in}. В работах [16,17] значения этих параметров заметно отличаются. Эффективное время ускорения протонов t_{acc} в работе [16] принимается равным длительности лазерного импульса τ, а в работе [17] - 1.3τ. Доля лазерной энергии, поглощенной быстрыми электронами в предплазме в [16] принимается равной $\eta \approx 25\%$, а в [17] определяется по формуле $\eta \approx 1.2\cdot 10^{-15} I_0^{0.74}$(Вт/см^2) с максимумом 0.5. Угол расходимости электронов в мишени θ_{in} по данным [16] составляет $\theta_{in} = (8 \pm 2)^{\circ}$, а по данным [17] $\theta_{in} \approx 25^{\circ}$.

Моделирование при помощи PIC-кода KARAT показывает, что в рассматриваемом нами случае $\eta \approx 0.3$, а угол θ_{in} не превышает 10°. Для корректной оценки эффективного времени ускорения протонов t_{acc} необходимо учитывать обсуждавшиеся выше колебательные движения быстрых электронов, несколько раз проходящих сквозь мишень за время лазерного воздействия. По этой причине в качестве t_{acc} мы использовали длительность лазерного импульса по его основанию $t_{acc} \approx 2.5\tau$, а не по «полувысоте». Подставляя в формулы (10) – (11) описанные выше параметры расчета и используя для оценки T_e формулу (6), получим значение максимальной кинетической энергии протонов $K_{p,\max} = 4.7$ МэВ, которое находится в хорошем согласии с результатами расчета.

В отличие от гладких кривых 1 и 3 на рис. 9, для которых механизм ускорения протонов одинаков, кривая 2, соответствующая протонам, ускоренным из предплазмы по направлению распространения лазерного импульса (группа 2 на рис. 9), испытывает два излома в моменты времени $t = 500$ фс и $t = 700$ фс. Как следует из расчета, в момент времени $t = 500$ фс протоны предплазмы попадают в алюминиевую мишень, по которой движутся практически без ускорения. Спустя примерно 200 фс наиболее быстрые протоны выходят из мишени с ее тыльной стороны, попадают в ускоряющее электростатическое поле, в котором продолжают набирать энергию аналогично протонам из группы 3 на рис. 9.

В работе [5], а также во многих последующих работах (см., например, [24] и цитированную там литературу), отмечалось, что механизмом, приводящим к первоначальному ускорению протонов предплазмы по направлению распространения лазерного импульса, является световое давление $P = R\dfrac{2I(t)}{c}$, действующее на критическую поверхность предплазмы при отражении от нее лазерного импульса; $R = 1 - \eta$ - коэффициент отражения лазерного излучения. Световое давление приводит к изменению начального профиля плотности предплазмы (продавливанию) и смещению критической поверхности z_c в направлении алюминиевой мишени (очевидно, что прямое воздействие лазерного импульса на протоны пренебрежимо мало - взаимодействие осуществляется через электроны). Запишем, вслед за авторами [5], закон сохранения импульса, переданного излучением тонкому слою предплазмы плотности n_c вблизи критической поверхности за промежуток времени Δt (на единицу площади):

$$P\Delta t = m_p n_c V_c \Delta t \cdot V_c, \tag{12}$$

где m_p - масса протона (вкладом электронов в полный импульс мы пренебрегаем), V_c - скорость критической поверхности. Отсюда найдем скорость критической поверхности:

$$V_c = \sqrt{\frac{2RI(t)}{c m_p n_c}}. \tag{13}$$

Отметим, что формула (13), в которой вместо $I(t)$ стоит максимальная интенсивность лазерного импульса I_0, часто используется в литературе для оценки максимальной скорости лазерного «продавливания» поверхности плазменной мишени. Однако, как будет показано ниже, используя формулу (13) удается описать также и временную динамику этого процесса.

Интегрируя выражение (13) по t, получим зависимость координаты критической поверхности от времени:

$$z_{c,teor}(t) = z_c(0) + \int_0^t \sqrt{\frac{2RI(t')}{c m_p n_c}} dt', \tag{14}$$

Сравним результаты расчета по формуле (14), в которой $I(t)$ определяется по формуле (8), с результатами численного эксперимента. На рис. 10 приводятся зависимости от времени координат максимума плотности предплазмы $z_{\max,\rho}$ (кривая 1), критической поверхности z_c (кривая 2), рассчитанные кодом KARAT, а также зависимость координаты $z_{c,teor}$ от времени, рассчитанная по формуле (14). Как видно из рис. 10, в начале облучения максимум плотности предплазмы (кривая 1) лежит на поверхности алюминиевой мишени $z = 30$ мкм, обозначенной на рисунке горизонтальной пунктирной линией. В то же время, критическая поверхность z_c (кривая 2) смещается в направлении мишени, при этом плотность предплазмы в окрестности z_c возрастает. В момент времени $t \approx 350$ фс максимум плотности предплазмы в окрестности z_c начинает превышать плотность предплазмы на границе с мишенью и значение координаты $z_{\max,\rho}$ скачком уменьшается с 30 мкм до 29.2 мкм. К моменту $t = 500$ фс, обозначенному на рис. 10 вертикальной пунктирной прямой, максимум плотности образовавшегося вблизи z_c плазменного сгустка достигает поверхности мишени, и ускоренные им протоны проникают в мишень. Сравнение расчетных кривых 1 и 2 с теоретической кривой 3 показывает, что формула (14) достаточно хорошо описывает динамику критической поверхности, несмотря на то, что в ней не учитываются такие факторы, как, например, увеличение плотности плазмы вблизи критической поверхности, приводящие, очевидно, к замедлению движения критической поверхности.

Как указано в работе [24], максимальная скорость протонов, ускоренных световым давлением лазерного импульса, может в 2 раза превосходить скорость движения критической поверхности. К моменту $t = 500$ фс скорость плазменного сгустка составляет $V \approx 0.025c$, следовательно, максимальная кинетическая энергия протонов должна быть равна $K_{p,\max} = 1.17$ МэВ, что хорошо соответствует приведенной на рис. 9 (кривая 2) максимальной кинетической энергии протонов группы 2 ($K_{p,\max} \approx 1$ МэВ) на интервале времени от 500 фс до 700 фс при их практически равномерном движении через алюминиевую мишень.

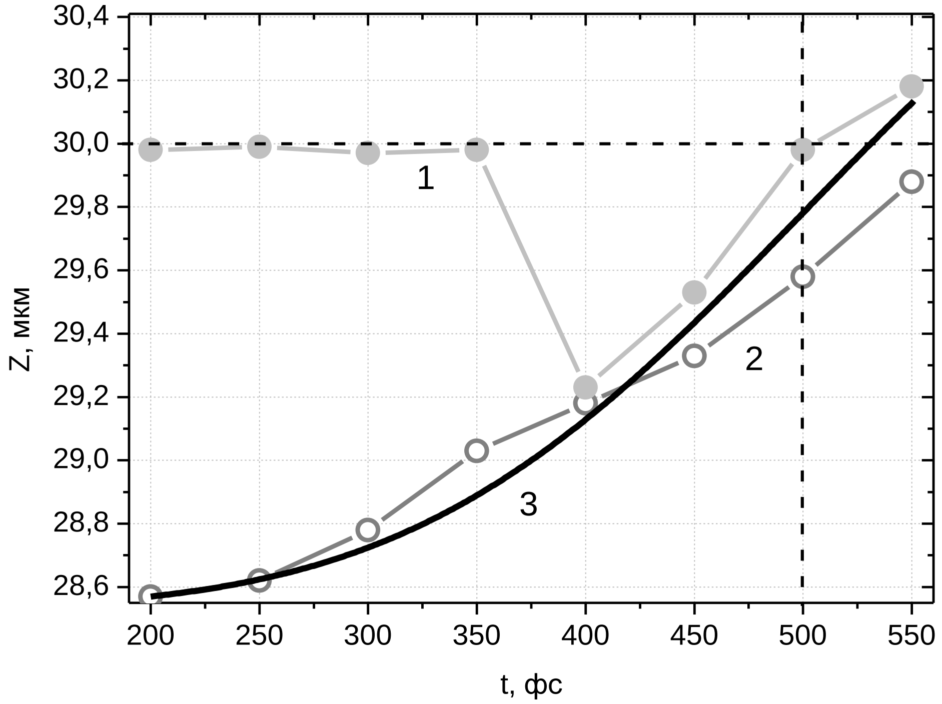


Рис. 10 Зависимость от времени координаты максимума плотности предплазмы (кривая 1), координаты критической плотности предплазмы (кривая 2), рассчитанных кодом KARAT, а также координаты критической плотности, рассчитанной по формуле (14) (кривая 3).

Отметим, что при $t = 500$ фс максимальные энергии протонов групп 1 и 3 (см. рис. 8 и 9) составляют, соответственно, 0.4 МэВ и 0.6 МэВ, а к моменту $t = 700$ фс возрастают до 1.5 МэВ и 2.7 МэВ. Следовательно, ускорение протонов предплазмы световым давлением лазерного импульса является в данном случае наиболее эффективным механизмом ускорения до тех пор, пока протоны плазменного сгустка не достигают алюминиевой мишени. Электростатические механизмы ускорения протонов на фронтальной поверхности предплазмы и тыльной поверхности мишени становятся доминирующими на более поздних временах $t > 600$ фс.

2.4.4 Выводы

Таким образом при помощи PIC-кода KARAT в двумерной геометрии проведено численное моделирование ускорения электронов и протонов при воздействии интенсивного фемтосекундного лазерного импульса на тонкую алюминиевую мишень со слоем предплазмы на фронтальной поверхности. Особое внимание уделяется сравнению результатов численного моделирования с простыми аналитическими моделями, описывающими различные механизмы ускорения заряженных частиц. Показано, что формула (6) для средней кинетической энергии электрона, движущегося в поле плоской монохроматической электромагнитной волны, модифицированная для случая фемтосекундного лазерного импульса, позволяет не только достаточно точно определить максимальное значение электронной температуры в предплазме, но и удовлетворительно описать динамику ее роста на начальном этапе лазерного воздействия. Полученные в расчете максимальные значения кинетических энергий протонов, ускоренных с тыльной поверхности мишени, хорошо согласуются с экспериментальными данными [23] и аналитическими оценками по эмпирической формуле (9), предложенной в [14], а также по формуле (10), используемой в работах [16,17] и модифицированной нами с учетом формулы (6). Развит подход, предложенный в [5], для описания процесса ускорения протонов предплазмы под действием светового давления и получена простая аналитическая формула, достаточно точно описывающая движение критической поверхности предплазмы при отражении от нее лазерного импульса. Показано, что на начальном этапе лазерного воздействия световое давление может быть наиболее эффективным механизмом ускорения заряженных частиц.

2.5 Отражение фемтосекундного лазерного импульса от поверхности околокритической плазмы

2.5.1 Введение

Исследования отражения лазерного импульса от плазмы ведутся практически с момента создания лабораторных лазеров, обладающих мощностью, достаточной для ионизации вещества [25]. С появлением в последние годы сверхмощных пико- и фемтосекундных лазеров с интенсивностью I до 10^{21} Вт/см^2 данная задача сохраняет актуальность в силу своей важности для многих практических областей деятельности: лазерный термоядерный синтез и концепция «быстрого зажигания», инициирование ядерных и фотоядерных реакций, генерация сверхсильного магнитного поля, создание новых лазерно-плазменных источников тяжелых ионов, протонов, электронов, нейтронов, коротковолнового электромагнитного излучения и др. [26]. Отражение лазерного излучения от поверхности плазмы наряду с абсорбцией лазерного излучения в объеме плазмы является одним из основных факторов, влияющих на эффективность инжекции энергии лазерного излучения в плазму. По этой причине первостепенное значение имеют исследования зависимости коэффициента отражения от различных параметров мишени и лазерного излучения: решающую роль играют плотность электронов плазмы, интенсивность и длительность лазерного импульса. Помимо этого коэффициент отражения – это один из немногих параметров фемтосекундной лазерной плазмы, достаточно надежно измеряемых в экспериментах [27], поэтому его корректное теоретическое определение может использоваться не только при построении моделей взаимодействия излучения с плазмой в вышеперечисленных областях, но и быть полезным с точки зрения интерпретации экспериментальных данных.

За последние пятнадцать лет проблеме определения коэффициента отражения было посвящено множество теоретических и экспериментальных исследований [25; 27-34]. Большинство экспериментальных работ описывает ситуацию, когда сверхмощный лазерный импульс воздействует на твердотельную металлическую мишень [28-32], при этом интенсивность лазерного импульса в отдельных экспериментах меняется в некотором диапазоне, обычно не превышая значения $I = 10^{15} - 10^{16}\, Вт/см^2$, а плотность образовавшейся плазмы близка к твердотельной. Авторы [28-31] приводят зависимости коэффициента отражения лазерного импульса от интенсивности для различных материалов и условий облучения: коэффициент отражения уменьшается с ростом интенсивности выше 10^{13} Вт/см^2. В работе [33] исследуются зависимости коэффициентов отражения и абсорбции лазерных импульсов, падающих на мишени различного состава, интенсивность лазерного излучения меняется в диапазоне $I = 10^{13} - 10^{18}\, Вт/см^2$. Эксперименты [33] показывают, что коэффициент отражения импульса от металлической мишени уменьшается с ростом интенсивности до 10^{15} Вт/см^2, а затем опять растет.

Существует ряд теоретических исследований, направленных на создание математических моделей для расчета коэффициента отражения лазерного импульса произвольной интенсивности от плазмы произвольной плотности. Ранним примером подобных исследований является работа [25], в которой авторы описывают самосогласованную модель и осуществляют численный расчет коэффициентов отражения лазерного импульса длительностью 0.01…10 пс с интенсивностью $I = 10^{12} - 10^{16}\, Вт/см^2$, падающего на плоский плазменный слой. В работе [27] описана расчетная модель и приводятся результаты численного моделирования отражения лазерного импульса фемтосекундной длительности с интенсивностью $I = 10^{14} - 10^{17}\ Вт/см^2$ от лазерной плазмы твердотельной плотности, результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными других исследователей. В работе [34] также приводятся результаты численного моделирования отражения лазерного импульса с интенсивностью до 10^{20} Вт/см^2 от твердотельных мишеней. Авторы работ [28, 30, 31] приводят результаты теоретических расчетов коэффициента отражения в сравнении с полученными экспериментальными результатами. Например, в работе [30], помимо экспериментального исследования, описана теоретическая модель взаимодействия интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, использующая двухтемпературное уравнение состояния облучаемого вещества и позволяющая рассчитать коэффициент отражения импульса, сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов в диапазоне интенсивностей $I = 10^{13} - 10^{14}\ Вт/см^2$ позволяет уточнять некоторые параметры модели.

Как видно из приведенных данных, верхнее значение интенсивности лазера $I = 10^{16} - 10^{18}\ Вт/см^2$, которое могут обеспечить доступные широкому кругу исследователей экспериментальные установки, не позволяет получить представление о том, какова будет зависимость коэффициента отражения от интенсивности при переходе в область $I > 10^{18}\ Вт/см^2$, когда электроны плазмы становятся релятивистскими. Так как твердотельные мишени наиболее удобны для проведения экспериментов, основная часть накопленных данных о коэффициенте отражения при интенсивности $I > 10^{16}\ Вт/см^2$ относится к диапазону плотностей, значительно превышающих критическую плотность для длины волны падающего излучения. Теоретические исследования покрывают практически ту же область параметров плазмы и импульса, что и эксперименты. Поэтому дальнейший интерес представляют как теоретические, так и экспериментальные исследования коэффициента отражения в области сверхвысоких интенсивностей импульса $I > 10^{18}\ Вт/см^2$ и плотностей плазмы ниже твердотельной плотности.

Далее проводится аналитическое и численое исследование коэффициента отражения интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью $I = 10^{16} - 10^{21}\ Вт/см^2$ от плазмы околокритической плотности.

2.5.2 Определение коэффициента отражения лазерного импульса от околокритической плазмы по формулам Френеля

Электромагнитный импульс, распространяясь в вакууме, падает на резкую границу «плазма-вакуум», частично отражаясь и частично проникая внутрь плазмы.

Рассматривается электромагнитный импульс, амплитуда напряженности которого изменяется со временем согласно распределению Гаусса. При фиксированной пространственной координате напряженность электрического поля в таком импульсе зависит от времени следующим образом:

$$E(t) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{t - t_1}{t_2}\right)^2\right], \qquad (15)$$

где E_0 – максимальное значение амплитуды электрического поля лазерного импульса, t_2 – временной параметр, связанный с шириной электромагнитного импульса на половине максимума интенсивности $FWHM$ по формуле $FWHM = t_2\sqrt{2\ln 2} \approx 1.18 t_2$, t_1 – длительность переднего фронта электромагнитного импульса.

Классические формулы Френеля для случая нормального падения монохроматической электромагнитной волны на однородную среду со ступенчатой границей общеизвестны [35]. С помощью этих формул можно найти коэффициент отражения по интенсивности монохроматической волны, которая, распространяясь в вакууме, падает на плазменную среду:

$$R_I = \left(\frac{n_{pl} - 1}{n_{pl} + 1}\right)^2, \qquad (16)$$

где n_{pl} - показатель преломления плазменной среды.

Коэффициент отражения по напряженности записывается как:

$$R_E = \frac{n_{pl} - 1}{n_{pl} + 1}. \qquad (17)$$

В некоторых случаях удобно пользоваться коэффициентом отражения по энергии, который определяется формулой:

$$R_W = \frac{W_1'}{W_1}, \qquad (18)$$

где W_1 - полная энергия падающей волны, W_1' - полная энергия отраженной волны.

В случае, когда мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости плазмы гораздо меньше действительной, то есть плазма обладает слабым коэффициентом поглощения, показатель преломления плазмы описывается формулой [36]:

$$n_{pl} \cong \sqrt{\varepsilon_\omega} = \sqrt{1 - \frac{4\pi \cdot e^2 n_e}{m_e \omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}{}^2}{\omega^2}}, \qquad (19)$$

где e и m_e - заряд и масса электрона соответственно, n_e - концентрация электронов в плазме[6], ω - частота электромагнитного излучения, $\omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}$ - плазменная частота.

Подставляем показатель преломления плазмы в (17):

$$R_E = \frac{\omega^2}{\omega_{pl}^2}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}{}^2}{\omega^2}}\right)^2. \qquad (20)$$

[6] Так как общепринятые литеры, обозначающие показатель преломления и концентрацию электронов плазмы совпадают, в дальнейшем показатель преломления плазмы всегда будем обозначать n_{pl}, а электронную концентрацию n_e, критическую концентрацию электронов плазмы будем обозначать n_{cr}.

В случае, когда подкоренное выражение в формуле (20) меньше нуля, коэффициент отражения становится равным единице:

$$R_E = 1 \text{ при } \frac{{\omega_{pl}}^2}{\omega^2} > 1. \tag{21}$$

Физический смысл (21) следующий: монохроматические импульсы с частотой $\omega < \omega_{pl}$ отражаются от плазмы полностью.

Формула (20) позволяет рассчитать коэффициент отражения для монохроматической электромагнитной волны с частотой ω. В случае лазерного импульса фемтосекундной длительности мы не можем считать излучение монохроматическим. Однако любой конечный электромагнитный импульс можно представить в виде совокупности гармонических компонент, путем разложения в ряд или интеграл Фурье. Тогда можно найти коэффициент отражения для каждой из компонент импульса, а затем найти общий коэффициент отражения.

Рассмотрим более подробно данный подход. Исходный импульс задается формулой:

$$f(t) = E_0 \cdot \sin\omega_0(t) \cdot \exp\left[-\left(\frac{t}{t_2}\right)^2\right], \tag{22}$$

где ω_0 - частота колебаний электромагнитного поля импульса.

Для перехода из временной области в частотную и построения частотного спектра импульса используется тригонометрическая форма прямого преобразования Фурье [37]:

$$g(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{+\infty} f(t) \cdot \sin\omega t \cdot dt. \tag{23}$$

Формула (23) учитывает, что функция (22) является нечетной. После подстановки (22) в (23) и интегрирования получаем следующий вид функции $g(\omega)$:

$$g(\omega) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{2}} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2\right] - \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2\right] \right\}. \tag{24}$$

Обратное преобразование Фурье в тригонометрической форме для нечетной функции выглядит следующим образом [37]:

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \cdot \sin \omega t \cdot d\omega . \qquad (25)$$

Для того чтобы найти отраженный сигнал, необходимо каждую гармонику умножить на спектральный коэффициент отражения $R_E(\omega)$ на соответствующей ей частоте, а затем провести обратное преобразование Фурье:

$$f_{refl}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \cdot \sin \omega t \cdot R_E(\omega) \cdot d\omega . \qquad (26)$$

Подставив в (25) выражения для $g(\omega)$ (23) и $R_E(\omega)$ (19), получаем формулу для отраженного импульса в следующем виде:

$$f_{refl}(t) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\omega_{pl}^2} \int_0^{+\infty} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2 \right] - \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2 \right] \right\} \times \\ \times \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}{}^2}{\omega^2}} \right) \sin \omega t \cdot \omega^2 d\omega . \qquad (27)$$

Учитывая (20) и (21), можно заключить, что результирующий отраженный сигнал складывается из двух частей:

$$f_{refl} = f_{refl}{}'(t) + f_{refl}{}''(t), \qquad (28)$$

где

$$f_{refl}{}'(t) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\omega_{pl}^2} \int_{\omega_{pl}}^{+\infty} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2 \right] - \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2 \right] \right\} \times \\ \times \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}{}^2}{\omega^2}} \right) \sin \omega t \cdot \omega^2 d\omega$$

при $\frac{\omega_{pl}{}^2}{\omega^2} < 1$, (29)

$$f_{refl}{}''(t) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{\omega_{pl}} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2 \right] - \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2 \right] \right\} \sin \omega t \cdot d\omega$$

при $\frac{\omega_{pl}{}^2}{\omega^2} > 1$. (30)

После нахождения отраженного импульса f_{refl} можно определить коэффициент отражения по энергии (18). Для ограниченного во времени электромагнитного импульса можно вычислить удельную энергию, падающую на единицу площади, проинтегрировав мгновенные значения интенсивности волны по времени:

$$w = \int_{t^H}^{t^K} I dt, \tag{31}$$

где I - интенсивность лазерного импульса в момент времени t, $\left[t^H; t^K\right]$ - интервал времени, на котором существует лазерный импульс.

Тогда коэффициент отражения по энергии для ограниченной во времени плоской волны можно записать следующим образом:

$$R_W = \frac{w_{omp}}{w_{nad}} = \frac{\int_{t_{omp}^H}^{t_{omp}^K} I_{omp} dt}{\int_{t_{nad}^H}^{t_{nad}^K} I_{nad} dt}, \tag{32}$$

где w_{omp} - энергия отраженной волны, приходящаяся на единицу площади, w_{nad} - энергия падающей волны, приходящаяся на единицу площади, I_{omp} - мгновенная интенсивность отраженной волны, I_{nad} - мгновенная интенсивность падающей волны, $\left[t_{nad}{}^H; t_{nad}{}^K\right]$, $\left[t_{omp}{}^H; t_{omp}{}^K\right]$ - интервалы времени, на которых существуют соответственно падающая и отраженная волна.

Интенсивность света в вакууме пропорциональна квадрату амплитуды световой волны. Следовательно, можно переписать формулу (32) в виде:

$$R_W = \frac{\int_{t_H^{omp}}^{t_K^{omp}} E_{omp}{}^2(t) dt}{\int_{t_H^{nad}}^{t_K^{nad}} E_{nad}{}^2(t) dt}, \tag{33}$$

где $E_{пад}(t)$ и $E_{отр}(t)$ - напряженность падающей и отраженной электромагнитной волны соответственно.

Формула (33) совместно с формулами (28, 29, 30) позволяет вычислить коэффициент отражения по энергии для электромагнитного импульса фемтосекундной длительности в случае плазмы околокритической плотности. На рис. 11 приведен график зависимости коэффициента отражения по энергии от длительности импульса для случая, когда плотность плазмы равна критической. Для электромагнитного импульса с длиной волны $\lambda = 1\,мкм$ критическая концентрация плазмы $n_{cr} = 1{,}21 \cdot 10^{21}\,см^{-3}$.

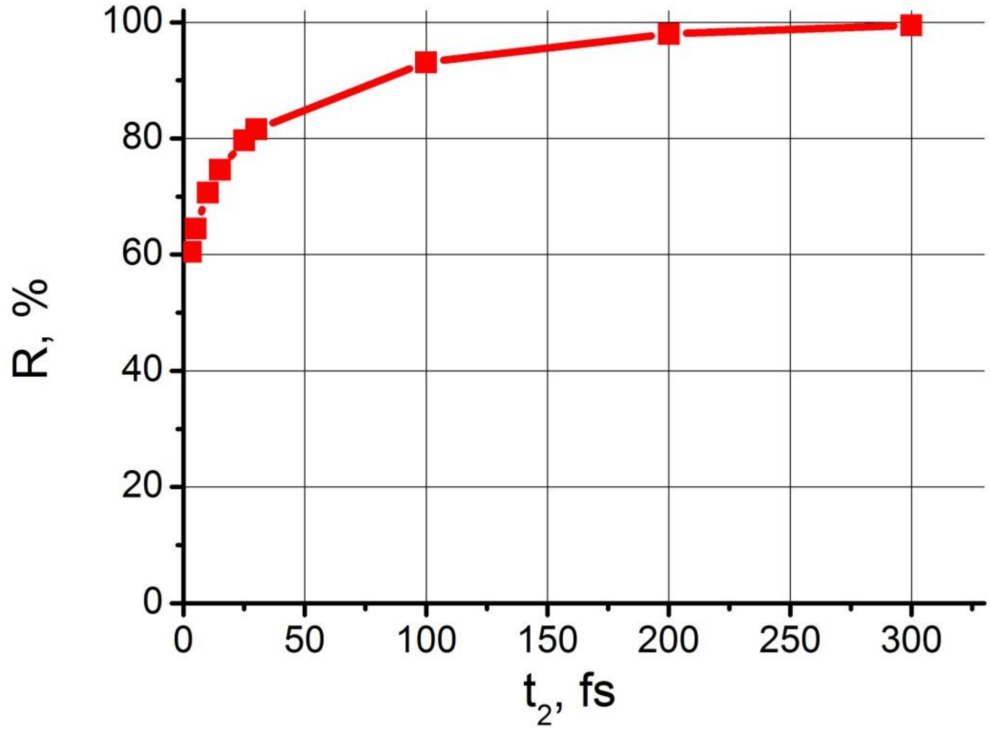


Рис. 11. Зависимость коэффициента отражения от длительности импульса в случае критической концентрации плазмы n_{cr}=$1.21 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$

Из графика на рис. 11 видно, что коэффициент отражения уменьшается с уменьшением длительности импульса. Данный факт является следствием увеличения ширины спектра импульса при уменьшении его длительности. Также следует обратить внимание на то, что если бы расчет осуществлялся по классическим формулам Френеля для монохроматической электромагнитной волны, то результатом был бы коэффициент отражения равный 100%, так как в случае критической плотности плазмы волна отражается от плазмы полностью. В наших расчетах по преобразованным с учетом немонохроматичности импульса формулам Френеля мы получаем коэффициенты отражения, отличные от 100% для критической плотности плазмы.

Следует отметить, что коэффициент отражения в данных расчетах не зависит от интенсивности излучения. Формулы Френеля для фемтосекундного импульса позволяют учесть зависимость коэффициента отражения от длительности импульса и плотности плазменной среды, но не позволяют учесть проявление нелинейных свойств плазмы при увеличении интенсивности импульса, а также влияние на коэффициент отражения процесса поглощения электромагнитной энергии в плазме.

2.5.3 Численное моделирование отражения лазерного импульса от околокритической плазмы

Численное моделирование отражения лазерного импульса от плазменной мишени проводилось в рамках двухмерной XZ-версии электромагнитного PIC кода KARAT [8]. Была задана следующая модель физической системы: плоская электромагнитная волна распространялась слева направо в пустоте, падала на поверхность плазменного слоя с резкими границами, после чего отраженная волна начинала двигаться в обратную сторону, а прошедшая волна распространялась в глубь плазменной мишени с поглощением электромагнитной энергии. На правой границе плазменного слоя электромагнитная волна вновь разделялась на отраженную и прошедшую, прошедшая волна затем выходила из расчетной области через правую границу. Рассматривался плазменный слой толщиной 15 мкм. Расчетная схема для данной задачи приведена на рис. 12.

Огибающая электромагнитного импульса описывается распределением Гаусса (см. (15)).

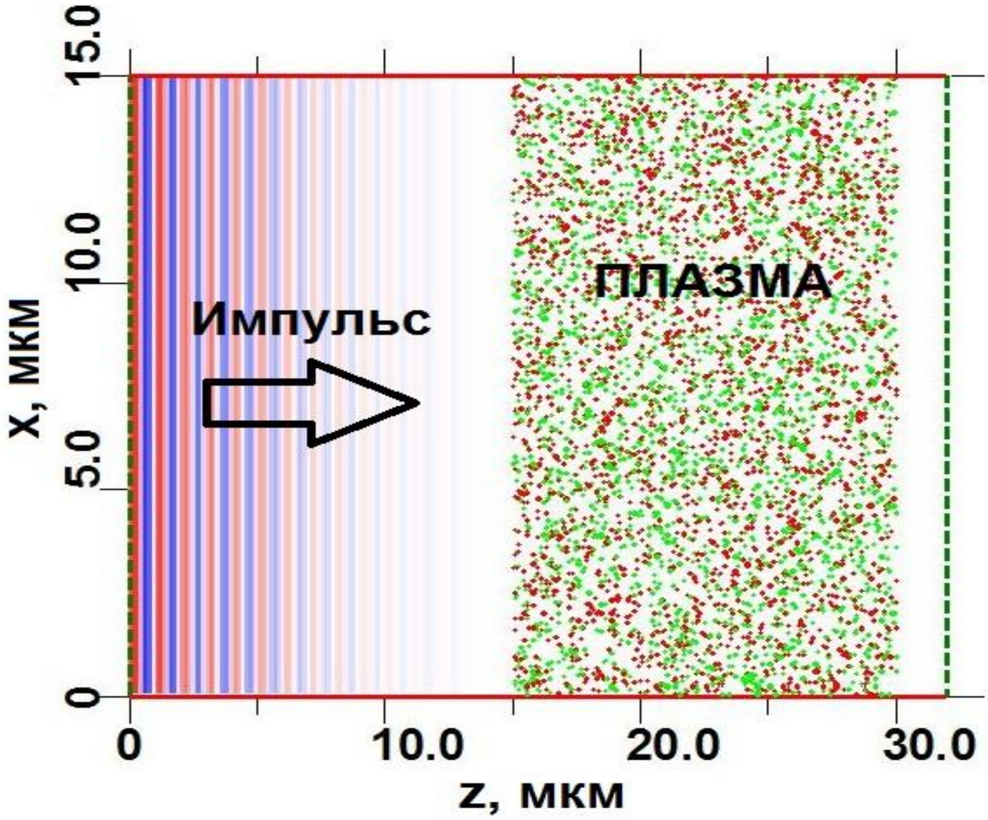


Рис. 12. Расчетная схема численного моделированя отражения электромагнитного импульса от плазмы

Численные расчеты были проведены для различных параметров электромагнитного импульса и плазмы. Рассматривались следующие начальные условия задачи:

- частота лазерного излучения $\upsilon = 3 \cdot 10^{14}\,\textit{Гц}$, длина волны $\lambda = 1\,\textit{мкм}$;
- концентрация электронов плазмы $n_e = n_{cr} = 1{,}12 \cdot 10^{21}\,\textit{см}^{-3}$ - критическая концентрация для данной частоты, а также $n_e = 0{,}5 n_{cr}$ и $n_e = 0{,}75 n_{cr}$;
- временной параметр, определяющий длительность лазерного импульса (см. (1)) $t_2 = 30\,\textit{фс}$;
- временная задержка лазерного импульса $t_1 = 60\,\textit{фс}$ (см. (1));
- интенсивность лазерного импульса в различных расчетах $I = 10^{16} \ldots 10^{21}\, {}^{\textit{Вт}}\!/_{\textit{см}^2}$.

Численная модель позволяла определить поток вектора Пойнтинга падающей и отраженной электромагнитной волны для каждого момента времени на левой и правой границе расчетной области. Коэффициент отражения по энергии R определялся по формуле (33) с помощью численного интегрирования соответствующих зависимостей потоков вектора Пойнтинга от времени на левой границе области. Аналогично определялся коэффициент пропускания импульса с использованием потока вектора Пойнтинга на правой границе расчетной области:

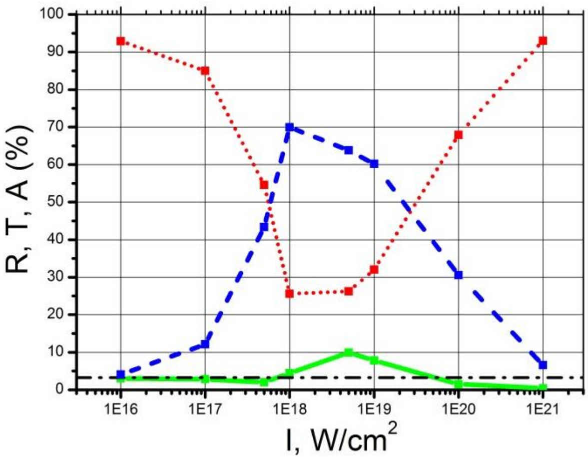
$$T = \frac{\int_{t_H^{отр}}^{t_K^{отр}} E_{прош}{}^2(t)dt}{\int_{t_H^{пад}}^{t_K^{пад}} E_{пад}{}^2(t)dt}, \qquad (34)$$

где $E_{прош}(t)$ - напряженность электромагнитной волны, прошедшей сквозь плазменный слой.

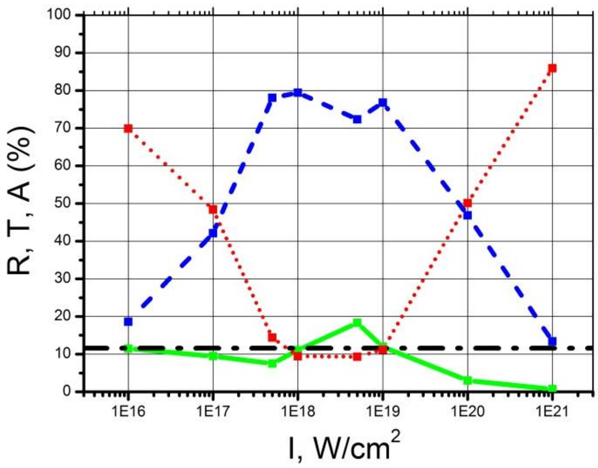
По полученным данным был вычислен коэффициент поглощения электромагнитного импульса в объеме плазменного слоя:

$$A = 1 - R - T. \qquad (35)$$

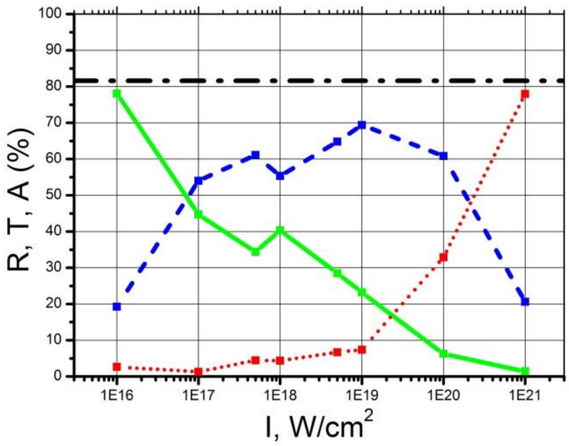
На рисунке 13 приведены зависимости коэффициентов отражения, прохождения и поглощения от интенсивности электромагнитного импульса, полученные для импульса длительностью $t_2 = 30\,фс$ и трех вариантов плотностей плазмы: $n_e = 0{,}5n_{cr}$, $n_e = 0{,}75n_{cr}$, $n_e = n_{cr}$. Штрихпунктирными линиями показаны значения коэффициентов отражения, вычисленные по формулам Френеля для импульса длительностью $t_2 = 30\,фс$. Из графиков на рис. 13 видно, что для всех рассматриваемых плотностей плазмы характерно следующее: коэффициент отражения убывает в интервале интенсивностей импульса $10^{16}...5\cdot10^{17}$ Вт/см^2, затем следует возрастание – локальный максимум находится в интервале $10^{18}...10^{19}$ Вт/см^2, и затем при интенсивности более 10^{19} Вт/см^2 коэффициент отражения вновь убывает практически до нулевых значений.



а)



б)



в)

Рис. 13. Зависимости коэффициента отражения (сплошная линия), пропускания (пунктирная линия) и поглощения (штриховая линия) от интенсивности лазерного импульса с $t_2 = 30\,\phi c$ для различных плотностей плазмы: (а) $n_e = 0{,}5 n_{cr}$, (б) $n_e = 0{,}75 n_{cr}$, (в) $n_e = n_{cr}$; штрихпунктирные линии – результат расчета по формулам п.2 для соответствующих плотностей плазмы

На интервале интенсивностей $10^{18}…10^{19}$ Вт/см^2 находится не только локальный максимум коэффициента отражения, но и локальный минимум коэффициента пропускания для случаев $n_e = 0{,}5 n_{cr}$, $n_e = 0{,}75 n_{cr}$ (рис. 13(а, б)). Наше предположение состоит в том, что изменение коэффициента отражения обусловлено поглощением электромагнитной энергии в слое и развитием в плазме внутренних процессов, влияющих на отражение. Рассмотрим подробнее эти процессы.

2.5.4 Влияние процесса поглощения электромагнитной энергии в плазме на оптические свойства плазменного слоя

Проанализируем изменение свойств плазменного слоя по мере возрастания интенсивности импульса на примере случая докритической плазмы с $n_e = 0{,}5 n_{cr}$. На рис. 14 показаны профили средней электронной плотности для момента времени $t = 90\, фс$ и трех интенсивностей лазерного импульса: $I = 10^{16}; 5\cdot 10^{18}; 10^{21}\, {Вт}/{см^2}$. Заметим, что во всех расчетах в момент времени $t = 90\, фс$ передний фронт лазерного импульса уже проник вглубь плазменного слоя на половину его толщины.

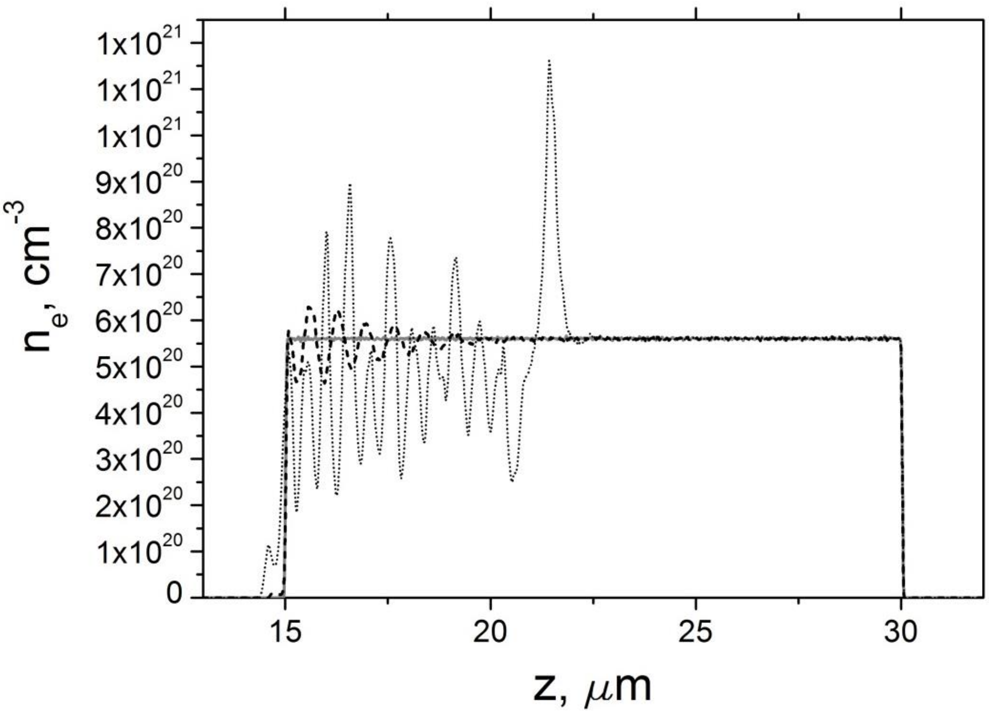


Рис. 14. Профиль средней электронной плотности плазменного слоя в момент времени $t = 90\, фс$ для начальной концентрации электронов в слое $n_e = 0{,}5 n_{cr} = 5.6\cdot 10^{20} см^{-3}$ и различных интенсивностей лазерного импульса: сплошная серая линия – $I = 10^{16}\, {Вт}/{см^2}$, штриховая линия – $I = 5\cdot 10^{18}\, {Вт}/{см^2}$, пунктирная линия – $I = 10^{21}\, {Вт}/{см^2}$

Как видно из рис. 14, при интенсивности импульса $I = 10^{16}\, {Вт}/{см^2}$ профиль электронной плотности не отличается от начального: на всей толщине слоя $n_e \cong 0{,}5 n_{cr}$. При $I = 5\cdot 10^{18}\, {Вт}/{см^2}$ на рис. 14 видна структура электронной плотности в области левой границы слоя: чередование максимумов и минимумов электронной плотности с постепенным убыванием амплитуды экстремумов. Аналогичная структура электронной плотности существует в слое и при интенсивности $I = 10^{21}\ Вт/см^2$, однако крайний правый максимум в этом случае значительно превышает остальные, что обусловлено большим значением пондеромоторной силы при данной интенсивности, которая смещает электроны в направлении распространения волны. Аналогичная картина изменения профиля электронной плотности с ростом интенсивности наблюдается и в расчетах для плазмы с $n_e = 0{,}75 n_{cr}$ и $n_e = n_{cr}$.

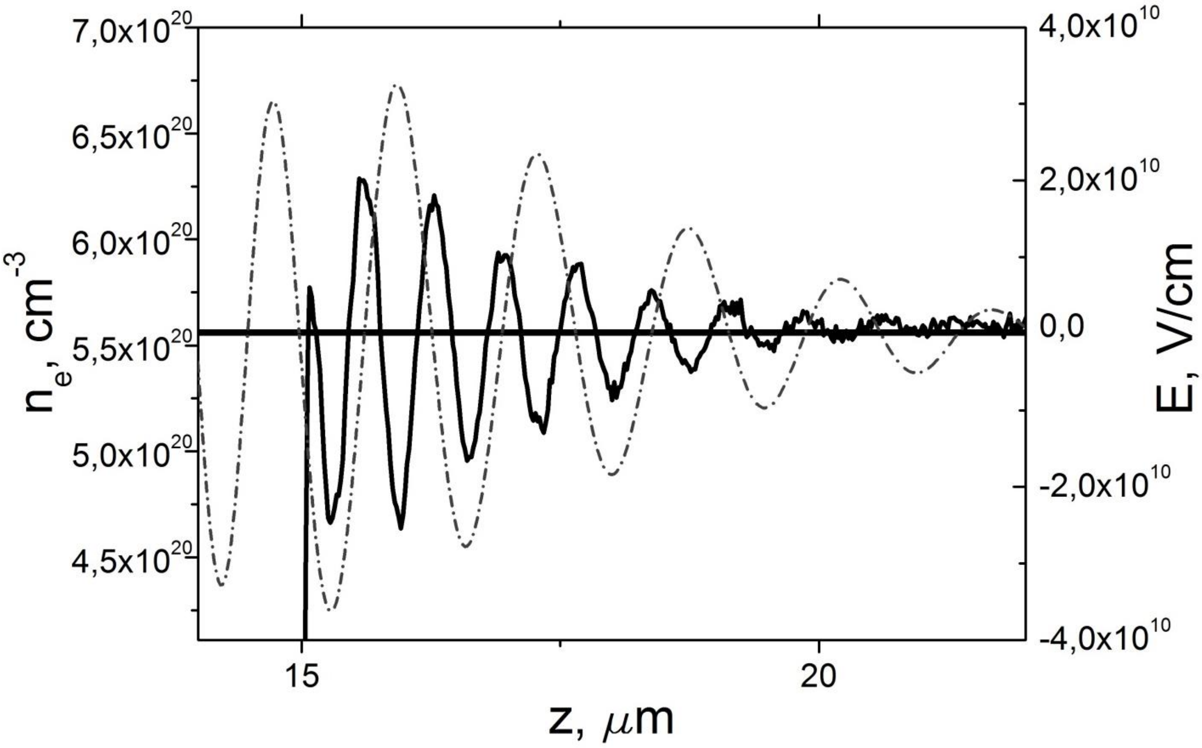


Рис. 15. Профиль средней электронной плотности плазменного слоя (сплошная черная линия) и мгновенная напряженность электромагнитной волны (штрихпунктирная линия) в момент времени $t = 90\ фс$ для начальной концентрации электронов в слое $n_e = 0{,}5 n_{cr} = 5.6 \cdot 10^{19} см^{-3}$ и интенсивности $I = 5 \cdot 10^{18}\ Вт/см^2$; сплошная линия соответствует уровню начальной концентрации электронов и нулю электрического поля.

На рис. 15 график профиля электронной плотности совмещен с графиком напряженности электромагнитной волны внутри плазменного слоя для случая $n_e = 0{,}5 n_{cr}$, $I = 5 \cdot 10^{18}\, Вт/см^2$. Из рис. 15 видно, что локальные максимумы электронной плотности совпадают с минимумами электромагнитной волны. Таким образом, пространственный период модуляции электронной плотности равен половине длины электромагнитной волны в плазме, при этом электронная плотность осциллирует во времени с удвоенной частотой электромагнитной волны. Такое поведение имеет место во всех расчетах для всех рассматриваемых плотностей плазменного слоя.

По мере распространения электромагнитной волны вглубь плазменного слоя смещается и модуляция электронной плотности. В ходе исследования было получено, что величина скорости смещения локальных экстремумов электронной плотности вглубь плазмы совпадает с фазовой скоростью электромагнитной волны, а величина скорости смещения огибающей этой структуры V_{ee} совпадает с групповой скоростью V_{gr}^{EM} электромагнитной волны в плазме с частотой ω:

$$V_{ee} = V_{gr}^{EM} = c\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pl}^2}}\,. \tag{36}$$

При отражении той части лазерного импульса, которая падает на плазменный слой с уже сформированной структурой электронной плотности, наблюдается эффект Допплера: в спектре отраженной волны присутствует не только исходная частота падающего излучения, но и частотный сдвиг в красную сторону, соответствующий отражению от границы раздела сред, движущейся со скоростью V_{ee}. Данный факт однозначно указывает на то, что отражение происходит от периодической структуры электронной плотности внутри плазменного слоя.

Таким образом, мы имеем основания предположить, что именно эта модуляция электронной плотности является причиной существования локального максимума коэффициента отражения на графике зависимости от интенсивности (рис. 13). Для проверки этого предположения были исследованы оптические характеристики подобной (но статической) слоистой среды с помощью методики, описанной в [38], где для нахождения коэффициента отражения предлагается использовать характеристическую матрицу среды. Была задана система из шести слоев с чередующимися показателями преломления n_{pl1} и n_{pl2}, постоянными внутри каждого слоя. Рассмотрим данный подход на примере случая отражения лазерного импульса от плазмы с электронной концентрацией $n_e = 0{,}5 n_{cr}$. Толщина одного слоя была принята равной характерному размеру возмущения электронной плотности в численном расчете, что соответствует половине длины электромагнитной волны в плазме – 0,35 мкм для $n_e = 0{,}5 n_{cr}$ (см. рис. 15). Значения показателей преломления n_{pl1} и n_{pl2} были рассчитаны по формуле (19). Плотность электронов плазмы в (19) для n_{pl1} и n_{pl2} была принята равной соответственно максимальному и минимальному значению плотности в формирующейся внутри плазменного слоя структуре (см. рис. 15): $n_{pl1} = n_{pl}(n_{eMAX})$, $n_{pl2} = n_{pl}(n_{eMIN})$. Записав характеристическую матрицу подобной системы, можно найти зависимость коэффициента отражения от показателей преломления $R(n_{pl1}, n_{pl2})$. Величины n_{eMAX} и n_{eMIN} были приближенно представлены следующим образом:

$$\begin{aligned} &n_{eMAX} = n_{e0} + \Delta n, \qquad n_{pl1} = n_{pl}(n_{e0} + \Delta n), \\ &n_{eMIN} = n_{e0} - \Delta n, \qquad n_{pl2} = n_{pl}(n_{e0} - \Delta n), \\ &R(n_{pl1}, n_{pl2}) = R(\Delta n), \end{aligned} \tag{37}$$

где n_{e0}- начальное значение электронной плотности плазмы; Δn - величина отклонения электронной плотности от начального значения n_{e0} в периодической структуре. Заметим, что Δn в численных расчетах увеличивается по мере роста интенсивности импульса. Коэффициент отражения будет зависеть не только от величины отклонения электронной плотности Δn, но и от последовательности, в которой расположены слои с чередующимися показателями преломления.

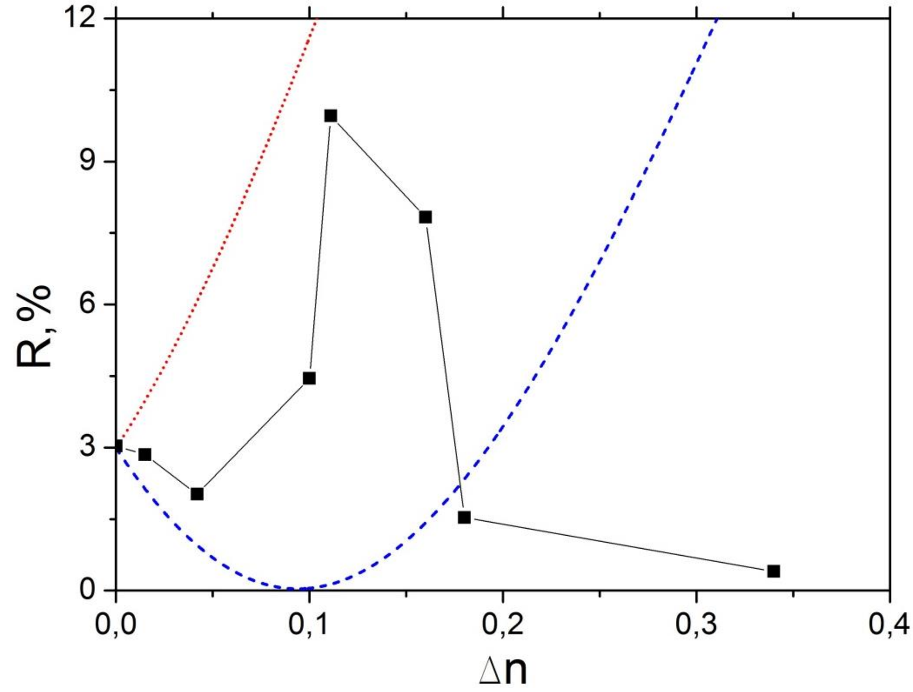


Рис. 16. Зависимость коэффициента отражения лазерного импульса от величины отклонения электронной концентрации Δn для слоистой системы с чередующимися показателями преломления n_{pl1}, n_{pl2}: импульс первоначально падает на слой с n_{pl1} - штриховая кривая, на слой с n_{pl2} - пунктирная кривая;сплошная кривая – данные численных расчетов.

Так как профиль электронной плотности со временем смещается в глубь плазменного слоя, концентрация плазмы на границе плазменного слоя будет меняться от максимального до минимального значения и обратно. При расчете шестислойной схемы мы рассмотрели два из возможных вариантов: когда импульс сначала падает на слой с большей электронной концентрацией, $n_{pl1} = n_{pl}(n_{eMAX})$, и когда импульса сначала падает на слой с меньшей электронной концентрацией $n_{pl2} = n_{pl}(n_{eMIN})$.

На рис. 16 приведены графики зависимости коэффициента отражения от величины среднего отклонения электронной плотности Δn для случая отражения от шестислойной слоистой среды, штриховая кривая соответствует случаю, когда слои расположены в порядке

($n_{pl1}, n_{pl2}, n_{pl1}, n_{pl2}, n_{pl1}, n_{pl2}$), пунктирная кривая соответствует порядку расположения слоев ($n_{pl2}, n_{pl1}, n_{pl2}, n_{pl1}, n_{pl2}, n_{pl1}$).

Из графика на рис. 16 видно, что коэффициент отражения в случае отсутствия в плазме электронной структуры ($\Delta n = 0$, $n_{pl1} = n_{pl2} = n_{pl}(n_{e0})$) составляет приблизительно 3%, что совпадает с результатом, полученным нами в численных расчетах при относительно невысокой интенсивности импульса $I = 10^{16}\, Вт/см^2$, а также с результатом расчета по формулам Френеля.

Из рис. 16 также видно, что наличие в плазме структуры электронной плотности может как увеличивать, так и уменьшать коэффициент отражения в зависимости от того, на какую область этой структуры падает лазерный импульс: если импульс падает вначале на слой с низкой электронной концентрацией $n_{pl2} = n_{pl}(n_{eMIN})$, то происходит увеличение коэффициента отражения, если на слой с высокой электронной концентрацией $n_{pl1} = n_{pl}(n_{eMAX})$ - коэффициент отражения сначала уменьшается, а затем увеличивается по мере роста Δn, то есть по мере роста интенсивности импульса. Область между штриховой и пунктирной кривой на рис. 16 является областью возможных значений коэффициента отражения. Сплошная кривая на рис. 16 построена на основании данных численного моделирования (см. рис. 13 а), значения Δn взяты из расчетов для соответствующих интенсивностей импульса. Видно, что почти все точки на численной кривой принадлежат области возможных значений коэффициента отражения, определенной в результате расчета для слоистой системы. Последняя и предпоследняя точка этой кривой соответствуют интенсивностям $I = 10^{20}\, Вт/см^2$ и $I = 10^{21}\, Вт/см^2$. При таких интенсивностях коэффициент отражения уменьшается, это происходит вследствие проявления релятивистских эффектов, о которых будет сказано ниже. Расчеты коэффициентов отражения шестислойной системы были проведены и для случаев электронной концентрации плазменного слоя $n_e = 0{,}75 n_{cr}$ и $n_e = n_{cr}$. Заметим, что подобный подход объясняет значительное уменьшение коэффициента отражения в случае $n_e = n_{cr}$ (см. рис. 13 в) в диапазоне интенсивностей $I = 10^{16}...5 \cdot 10^{17}\ Вт/см^2$, которое не может быть обусловлено релятивистскими эффектами в силу низких значений интенсивности импульса. Таким образом, структура электронной плотности внутри плазменного слоя может увеличивать или уменьшать коэффициент отражения лазерного импульса от слоя.

Для всех рассматриваемых плотностей плазмы наблюдается уменьшение коэффициента отражения в области высоких интенсивностей лазерного импульса (см. рис. 13). Данное явление было описано исследователями достаточно давно [39, 40] и получило название релятивистского просветления[7]. Электромагнитное поле разгоняет электроны до скоростей, близких к скорости света, вследствие чего происходит увеличение массы электронов и уменьшение плазменной частоты ω_{pl}. Чтобы найти коэффициент отражения в этом случае, можно воспользоваться формулой для диэлектрической проницаемости плазмы в ультрарелятивистском пределе [41]:

$$\varepsilon^{tr} = 1 - \frac{\omega_{pl,UR}^2}{\omega^2}, \qquad (38)$$

где $\omega_{pl,UR} = \sqrt{\frac{2\pi \cdot e^2 \cdot n_e \cdot c^2}{\kappa \cdot T_e}}$ - плазменная частота в ультрарелятивистском пределе, κ - постоянная Больцмана, T_e - температура электронов плазмы. Воспользовавшись (38) вместо (19) и проведя расчеты по формулам Френеля, аналогичные расчетам в подразделе 2.5.2, мы получили значения коэффициента отражения лазерного импульса от плазмы с критической плотностью в ультрарелятивистском пределе,

---

[7] Возможные проявления эффекта просветления, обусловленного переходом металл-диэлектрик при лазерном испарении металлов, исследованы в наших работах [43-45].

которые оказались весьма близки к результатам численного расчета при помощи кода KARAT. Температура электронов для подстановки в формулу (38) была взята из численного расчета. Так как явление релятивистского просветления достаточно хорошо изучено [42], мы не приводим здесь подробного анализа этих результатов.

2.5.5 Выводы

Проведено подробное исследование коэффициента отражения интенсивного фемтосекундного лазерного импульса от плазмы с околокритической плотностью. Проведен аналитический расчет коэффициента отражения лазерного импульса по формулам Френеля с учетом немонохроматичности импульса. Показано, что в случае коротких импульсов происходит уменьшение коэффициента отражения импульса по сравнению с его значением для монохроматической электромагнитной волны по причине увеличения ширины спектра импульса. Показано, что в случае фемтосекундных лазерных импульсов длительностью менее 100 фс использование классических формул Френеля для монохроматической электромагнитной волны дает неудовлетворительный результат.

На основании результатов численного моделирования отражения лазерного импульса от плазменного слоя показано, что помимо длительности импульса, важную роль в процессе отражения играют внутренние процессы, протекающие в плазме под действием электромагнитного поля импульса. При падении интенсивного фемтосекундного лазерного импульса на плазменный слой с концентрацией, близкой к критической, внутри плазмы формируется квазипериодическая структура электронной плотности, которая может как увеличивать, так и уменьшать коэффициент отражения лазерного импульса.

2.6 Выводы Главы 2

Методом крупных частиц проведено моделирование ускорения протонов при воздействии фемтосекундных плоско-поляризованных лазерных импульсов с интенсивностью $I_0 = 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 на майларовые мишени различной толщины и при различных углах падения импульса на мишень. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными [10] показало их хорошее соответствие. Найдено оптимальное значение угла падения (45^o), при котором энергия протонов достигает своего абсолютного максимума.

Проведено численное моделирование ускорения электронов и протонов при воздействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью $I_0 = 2 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 и длительностью (FWHM) 235 фс на тонкую алюминиевую мишень со слоем предплазмы на фронтальной поверхности. Показано, что формула (6) для средней кинетической энергии электрона, модифицированная для случая фемтосекундного лазерного импульса, позволяет не только достаточно точно определить максимальное значение электронной температуры в предплазме, но и удовлетворительно описать динамику ее роста. Показано, что в течение первых 500 фс лазерного воздействия световое давление может быть наиболее эффективным механизмом ускорения протонов.

Воздействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью порядка 10^{19} Вт/см^2 на резкую границу плазменной мишени околокритической плотности (в случае нормального падения) приводит к формированию квазипериодической продольной модуляции электронной плотности, осциллирующей с удвоенной частотой лазерного импульса и движущейся вглубь мишени вместе с ним. Эта структура оказывает заметное влияние на распространение лазерного импульса в плазме, уменьшая или увеличивая его коэффициент отражения в зависимости от параметров импульса и плазмы.

ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ И ГАММА- КВАНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВЕЩЕСТВОМ

3.1 Введение

Для разработки новых и оптимизации существующих лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения необходимы адекватные теоретические модели процессов, протекающих при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с плазмой.

Во многих работах (см. например, [1-5]), посвященных моделированию лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения, используется подход, содержащий два этапа. На первом этапе PIC- методом моделируется воздействие интенсивного лазерного излучения на мишень, и вычисляются функции распределения ускоренных электронов и ионов в образовавшейся релятивистской лазерной плазме. Затем, эти функции распределения используются в качестве начальных условий в постпроцессоре, основанном на методе Монте-Карло, моделирующем протекание ядерных реакций и других процессов в веществе мишени при распространении в нем потоков заряженных частиц. Данный подход не позволяет самосогласованно учесть влияние электромагнитных полей на движение заряженных частиц в веществе, а также влияние нагрева вещества, обусловленного этим движением, на протекание указанных процессов. Другим недостатком этого подхода является принципиальная невозможность моделирования ядерных реакций при взаимодействии друг с другом разнонаправленных пучков заряженных частиц, формирующихся, например, при облучении мишеней, содержащих микрополости.

В усовершенствованном нами численном коде KARAT одновременно с самосогласованным моделированием динамики заряженных частиц и электромагнитного поля учитываются процессы генерации гамма-квантов тормозного излучения, ядерные и фотоядерные реакции, протекающие при неупругом взаимодействии ускоренных частиц друг с другом. Для этой цели нами были разработаны и внедрены в код KARAT подпрограммы-блоки генерации гамма-квантов тормозного излучения, полевой ионизации атомов мишени, блок многоканальных ядерных реакций, блок фотоядерных реакций.

Материал третьей главы диссертации представлен в следующих разделах: в разделе 3.2 исследован выход нейтронов при воздействии интенсивных лазерных импульсов на мишени из дейтерированного полиэтилена в широком диапазоне энергий лазерного излучения [6]. Полученные результаты находятся в лучшем согласии с имеющимися экспериментальными данными, чем результаты соответствующих расчетов, выполненных ранее другими авторами [7]. В разделе 3.3 нами были проведены численные исследования по оптимизации выхода нейтронов при интенсивном лазерном воздействии на мишени из дейтерированного полиэтилена с учетом динамики многократной полевой ионизации атомов мишени [8]. В разделе 3.4 представлены результаты моделирования генерации гамма-квантов тормозного излучения при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные металлические мишени [9]. В частности, для тонкопленочной мишени из золота было показано, что средняя энергия электронов оказывается в десятки раз больше средней энергии генерируемых ими гамма-квантов. В разделе 3.5 проведено рассчетно-теоретическое исследование неупругих процессов, протекающих в релятивистской лазерной плазме, возникающей при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на мишени из дейтерида палладия микронной толщины [10], включая расчет энергетических спектров, длительности, интенсивности источников нейтронов, возникающих в ходе реакций фоторасщепления и синтеза дейтронов в зависимости от толщины мишени и интенсивности лазерного импульса. В разделе 3.6 приводятся основные результаты третьей главы.

3.2 Моделирование эмиссии нейтронов при облучении мишеней из дейтерированного полиэтилена интенсивными лазерными импульсами

3.2.1. Введение

В последнее десятилетие большое внимание уделяется экспериментальным и теоретическим исследованиям ядерных реакций, протекающих при воздействии интенсивных ($10^{18} - 10^{20}$ Вт/см^2) субпикосекундных (0.1 – 1 пс) лазерных импульсов на твердотельные [11], кластерные [12] и газовые мишени [13], содержащие дейтерий.

Образующиеся при лазерном воздействии высокоэнергетичные (быстрые) дейтроны вступают в реакцию синтеза $D(d,n)^3He$ (D-D реакцию) с выходом нейтронов. Измерение параметров таких нейтронов является действенным методом изучения быстрых дейтронов, в особенности тех, которые под действием лазерного импульса на твердотельные мишени были ускорены вглубь мишени. Для получения количественной информации об энергетическом спектре и угловом распределении быстрых дейтронов по данным исследования потоков нейтронов, в работах [14, 15] использовался подход, в котором движение дейтрона в объеме мишени с учетом ионизационных потерь и эмиссии нейтронов моделировалось методом Монте-Карло. Потери на ионизацию учитывались введением эмпирической «тормозящей» силы, действующей на дейтрон при его распространении в объеме мишени.

Аналогичный подход применялся в работах [7, 16], посвященных численному исследованию влияния различных параметров лазерного импульса и мишени на эмиссию нейтронов. Практически идентичные расчетные модели, используемые в работах [7, 16], включали двухмерный PIC-код, при помощи которого рассчитывалась функция распределения по скоростям быстрых дейтронов, ускоренных в течение лазерного воздействия, и постпроцессор, использующий полученную функцию распределения в качестве начального условия для расчета эмиссии нейтронов при взаимодействии быстрых дейтронов с покоящимися дейтронами мишени. При этом в математическую модель постпроцессора [7, 16] были заложены следующие основные предположения: распределение дейтронов является симметричным относительно оси лазерного импульса; мишень является достаточно «толстой», так что все быстрые дейтроны полностью теряют свою энергию на ионизацию атомов в объеме мишени.

Одним из недостатков модели [7, 16], на что указывают сами авторы работы [16], является невозможность учета динамики нагрева атомов мишени при их взаимодействии с пучками электронов и дейтронов, ускоренных лазерным импульсом.

С целью преодоления указанного недостатка нами реализован подход, в котором из первых принципов вычисляется вероятность акта D-D реакции на каждом шаге по времени для каждого дейтрона в процессе самосогласованного моделирования PIC – методом взаимодействия интенсивного лазерного импульса с мишенью, содержащей ионы дейтерия. Предложенный подход не только позволяет получить результаты, хорошо соответствующие экспериментальным данным по эмиссии нейтронов при облучении «толстых» мишеней из дейтерированного полиэтилена, но и исследовать случай слоистых мишеней, в которых выход нейтронов значительно возрастает.

3.2.2. Описание блока генерации нейтронов в процессе D-D реакции

В основе математической модели блока генерации нейтронов, интегрированного в код KARAT, лежит формула для сечения реакции синтеза $D + D \rightarrow {}^{3}He + n$ в лабораторной системе координат, которая в соответствии с известными полуэмпирическими данными [17], записывается в следующей форме

$$\sigma_{dd}(E_0) = \left(107.4 + 0.33E_0\right) E_0^{-1} \exp\left(-44.4/\sqrt{E_0}\right), \quad (1)$$

где E_0 - энергия быстрого дейтрона в килоэлектронвольтах, сечение σ_{dd} – в барнах (=10^{-24} см^2).

В процессе моделирования воздействия интенсивного лазерного импульса на мишень, содержащую дейтроны, на каждом шаге по времени для каждой первичной макрочастицы, соответствующей дейтрону, движущейся со скоростью $\vec{V}$, вычисляется вероятность акта реакции синтеза следующим образом. Во всей счетной области в каждом узле вычисляются плотность дейтронов n_d, их средняя скорость $\vec{V}_{av}$ и среднеквадратичный разброс скоростей $\vec{V}_T$ по каждой декартовой координате в системе координат, движущейся со скоростью $\vec{V}_{av}$. Затем вычисляется относительная скорость $\vec{V}_{rel}$ первичного дейтрона и случайного дейтрона мишени в данном узле

$$\vec{V}_{rel} = \vec{V} - \vec{V}_{av} - \vec{V}_T \cdot (\chi - 0.5), \quad (2)$$

где χ - случайное число из интервала от 0 до 1. Для соответствующей этой скорости кинетической энергии E_0 по формуле (1) вычисляется полное сечение реакции σ и, наконец, находится вероятность P:

$$P = A \cdot \sigma \cdot |V_{rel}| \cdot n_d \cdot \Delta t, \quad (3)$$

где Δt - шаг по времени. Наличие второго слагаемого в формуле (2) обеспечивает отсутствие D-D реакций, например, в моноэнергетическом пучке дейтронов, когда $\vec{V} = \vec{V}_{av}$, в то же время, наличие третьего слагаемого в формуле (2) позволяет учесть в формуле (3) разогрев дейтронов мишени вследствие лазерного воздействия. Никаких ограничений на значения скоростей $\vec{V}_{av}$ и $\vec{V}_T$ в формуле (2) не накладывается. Поскольку при предполагаемых значениях физических параметров моделируемых объектов вероятность реакции ожидается весьма малой, для создания условий наблюдения динамики нейтронов в формуле (3) введен искусственный коэффициент увеличения вероятности реакции A. При определении реального выхода нейтронов количество нейтронов полученных в расчете делится на коэффициент A.

Далее, вычисленная по формуле (3) вероятность сравнивается со случайным числом ξ из интервала от 0 до 1, и если вероятность меньше этого числа, то осуществляется переход к следующему дейтрону. В противном случае начинает разыгрываться акт рождения нейтрона с энергией 2.45 МэВ. Сначала находится дейтрон, ближайший к первичному, с относительной кинетической энергией близкой к энергии, которая использовалась при вычислении вероятности. Затем запускается нейтрон из точки центра масс первичного и ближайшего дейтронов. В системе центра масс нейтрон запускается со скоростью соответствующей энергии 2.45 МэВ и под углом, равномерно распределенным от 0 до 2π радиан [18]. После запуска нейтрона вычисляется его движение до прихода на границу счетной области, где фиксируются его параметры. Считается, что нейтрон внутри счетной области ни с чем не взаимодействует.

В точке запуска нейтрона также запускается макрочастица, моделирующая ион $^{3}He^{2+}$. Ее импульс вычисляется исходя из условий соблюдения закона сохранения импульса в описываемом акте.

3.2.3. Моделирование эмиссии нейтронов при лазерном воздействии на мишень из дейтерированного полиэтилена

Для тестирования блока эмиссии нейтронов был проведен расчет облучения мишени из дейтерированного полиэтилена фемтосекундным лазерным импульсом, соответствующий расчету, описанному в работе

[7]. Параметры счетной области, мишени и лазерного импульса были взяты максимально приближенными к параметрам, используемым в работе [7]. Расчет проводился при помощи двумерной XZ-версии PIC-кода KARAT.

Расчетная область представляла собой квадрат с размерами 20 мкм по осям x и z. Шаг сетки в обоих направлениях был равен 20 нм. Лазерный импульс запускался с левой границы счетной области и распространялся в положительном направлении оси z. Граничные условия для электрических и магнитных полей на левой и правой границе счетной области обеспечивали ввод и вывод излучения. На верхней и нижней границе счетной области, граничные условия соответствовали условиям на идеально проводящей поверхности. Для макрочастиц все границы счетной области являлись поглощающими.

Мишень представляла собой слой дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$ толщиной $l_0 = 4$ мкм и шириной $d_0 = 12$ мкм, занимаемый область от z = 5 мкм до z = 9 мкм и от x = 4 мкм до x = 16 мкм. Поскольку энергия движения частиц в поле моделируемого лазерного импульса на много порядков превышает энергию связи электронов в твердом теле мишени, мишень моделировалась как однородная бесстолкновительная плазма, состоящая из электронов с концентрацией $n_e = 1.64 \cdot 10^{23}$ см$^{-3}$, ионов углерода C^{2+} с массой $12 m_p$ и концентрацией $n_C = 4.11 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, и дейтронов D^+ с массой $2 m_p$ и концентрацией $n_D = 8.22 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, где m_p - масса протона, что соответствовало твердотельной плотности дейтерированного полиэтилена $\rho_{pe} = 1.105$ г/см^3. Мишень облучалась по нормали лазерным импульсом линейной поляризации со следующими параметрами: длина волны $\lambda = 1$ мкм, размер гауссова пятна облучения $r_0 = 3$ мкм с центром в точке x = 10 мкм, длительность импульса $\tau_0 = 160$ фс. Интенсивность лазерного импульса изменялась во времени в соответствии с формулой $I(t) = I_0 \sin^2(\pi t / \tau_0)$, где $I_0 = 10^{20}$ Вт/см^2.

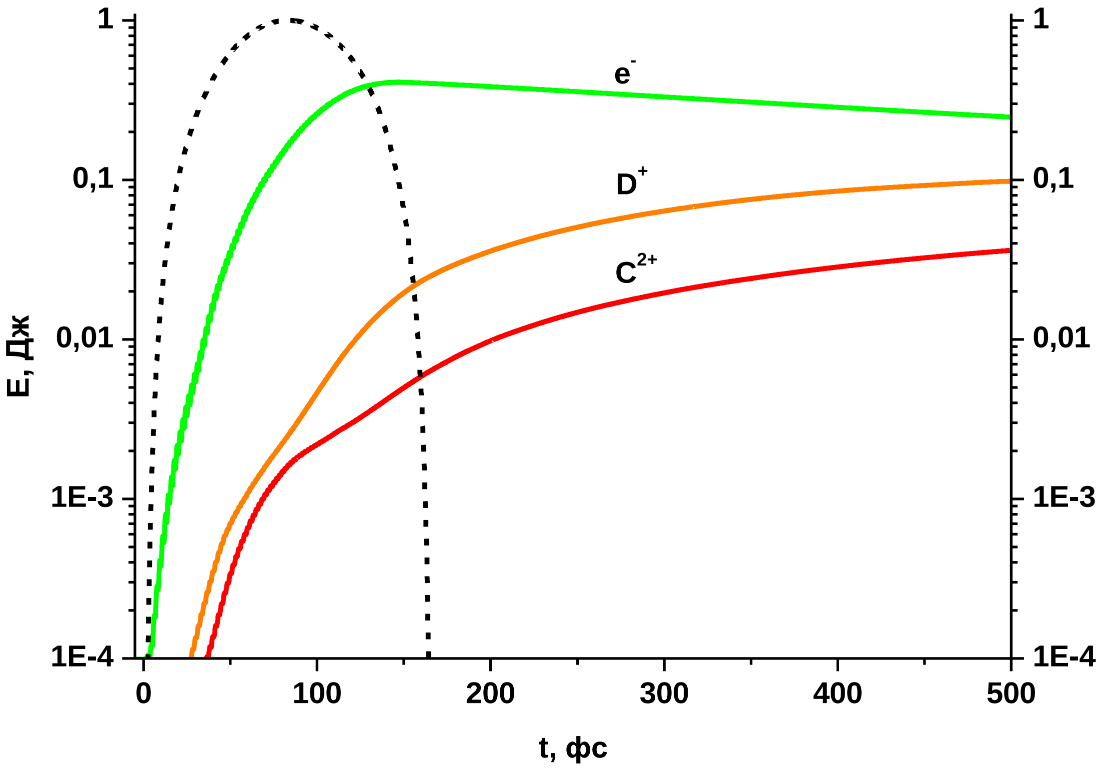


Рис. 1 Полные кинетические энергии электронов (e^-), дейтронов (D^+) и ионов углерода (C^{2+}) в зависимости от времени. Штриховая кривая – временной профиль лазерного импульса (в условных единицах по оси ординат).

Поскольку расчет проводился в двухмерной геометрии, третье измерение (вдоль оси y) оставалось формально незадействованным. По этой причине величины, такие как полная энергия лазерного излучения, кинетическая энергия частиц, выход нейтронов и др., определялись на единицу длины (см) вдоль оси y. Предполагая вслед за авторами [7], что пятно лазерного импульса является круговым, введем размерный множитель $\sqrt{\pi} r_0 = 5.3 \cdot 10^{-4}$ см для пересчета указанных величин в их естественную размерность. В частности, полная энергия падающего лазерного излучения в этом случае составляет $E_{laser} = \pi r_0^2 I_0 \tau_0 / 2 = 2.26$ Дж, а полное число дейтронов $N_D = n_D \cdot l_0 \cdot d_0 \cdot \sqrt{\pi} \cdot r_0 = 2.1 \cdot 10^{13}$.

На рис. 1 приводятся полученные в моделировании зависимости полных кинетических энергий электронов (e^-), дейтронов (D^+) и ионов углерода (C^{2+}) от времени. Для сравнения на рисунке штриховой линией показан также временной профиль интенсивности лазерного импульса (в условных единицах по оси ординат). Момент времени $t=0$ соответствует приходу лазерного импульса на поверхность мишени.

Как видно из рис.1, полная кинетическая энергия электронов достигает своего максимума на заднем фронте лазерного импульса, после чего начинает уменьшаться. Энергия ионов увеличивается со временем и выходит на насыщение спустя примерно 0.5 пс после окончания лазерного импульса. В момент времени $t=240$ фс, в который заканчивается расчет в работе [7], полная кинетическая энергия дейтронов составляла 47 мДж (что примерно в 2.3 раз больше, чем в работе [7]), а к моменту $t=800$ фс достигала 115 мДж. При этом эффективность преобразования лазерного излучения в кинетическую энергию дейтронов составила 5 % . Максимальная энергия отдельного дейтрона превышала 11 МэВ (в работе [7] - 8 МэВ). Таким образом, согласно расчету дейтроны набирают примерно в пять раз большую кинетическую энергию, чем в работе [7], но за большее время. Отметим, что на относительно большую длительность процесса ускорения ионов после окончания лазерного импульса указывалось ранее, например, в работе [19]. Рассмотрим подробнее особенности ускорения дейтронов при облучении мишени. На рис. 2 приводится распределение z – компонент скоростей дейтронов в момент времени $t=250$ фс. В результате лазерного воздействия на мишень формируются три потока дейтронов: цифрой 1 обозначены дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности мишени навстречу лазерному импульсу; цифрой 2 – дейтроны, движущиеся вглубь мишени; цифрой 3 – дейтроны с тыльной поверхности мишени, движущиеся по направлению распространения лазерного импульса.

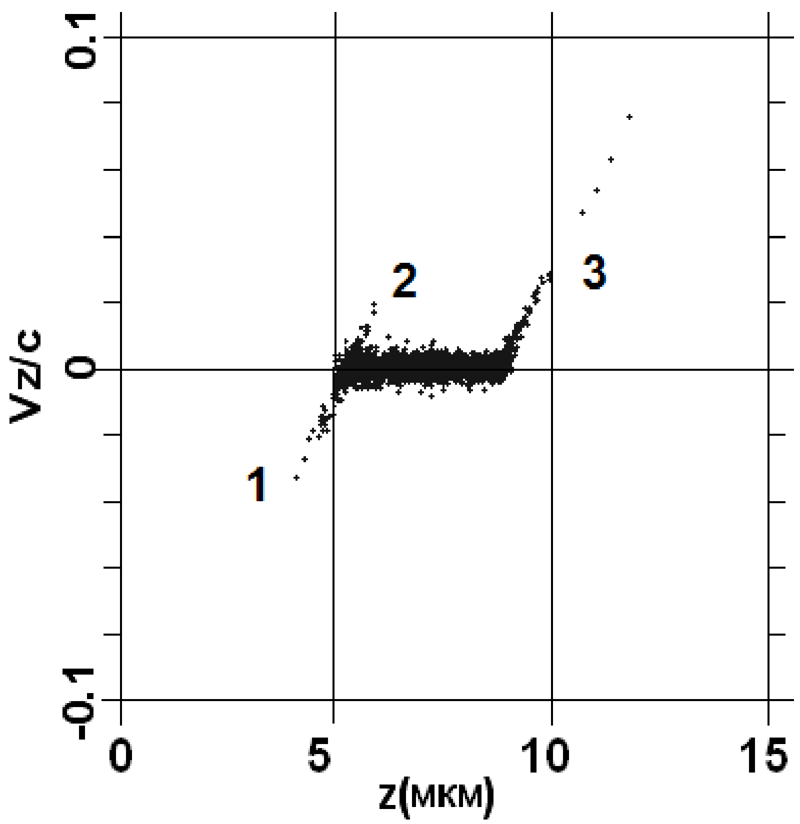


Рис. 2 Распределение z – компонент скоростей дейтронов в момент времени $t = 250$ фс.

Как видно из Рис. 2, ускоренной оказывается лишь малая часть дейтронов на фронтальной и тыльной поверхности мишени, в то время как основная масса дейтронов в ее объеме остается холодной (средняя кинетическая энергия дейтронов мишени к моменту времени $t = 250$ фс составляет всего 13 кэВ). Более того, только дейтроны группы 2 на Рис. 2, двигаясь в объеме мишени, могут эффективно участвовать в D-D реакции с холодными дейтронами мишени, в то время как дейтроны из групп 1 и 3, несмотря на их большую энергию, не могут дать заметный вклад в выход нейтронов.

В работе [20] и во множестве последующих было показано, что основным механизмом, приводящим к ускорению ионов вглубь мишени, является световое давление лазерного импульса при его отражении от поверхности мишени. Из анализа функций распределения дейтронов по энергиям, полученных в настоящем расчете, следует, что в объеме мишени доля быстрых дейтронов с энергиями, превышающими 300 кэВ, достигала величины 0.5 % от общего количества дейтронов. Таким образом, количество быстрых дейтронов в объеме мишени, эффективно участвующих в D-D реакциях составляло ~ 10^{11}. Отметим, что такая оценка количества быстрых дейтронов при сходных параметрах лазерного импульса и мишени приводится в работах [21, 22]. В работе [7] приводится оценка на уровне 10^{11} для дейтронов с энергией, превышающей 1 МэВ.

При движении дейтронов сквозь объем мишени происходили акты D-D реакций, в результате которых рождались нейтроны в соответствии с моделью, описанной в подразделе 3.2.2. На рис. 3 приводятся зависимости от времени суммарных потоков нейтронов F на левую и правую границы счетной области (сплошная кривая), а также на верхнюю и нижнюю границы счетной области (пунктирная кривая) в единицах (мкм$^{-2}$ пс$^{-1}$).

Как видно из Рис. 3, нейтроны начинали попадать на границы счетной области спустя примерно 300 фс после окончания воздействия лазерного импульса на мишень. В течение 1 пс потоки нейтронов нарастали, достигая максимума, а затем уменьшались практически до нуля в течение следующих полутора пикосекунд. При этом суммарный поток нейтронов на левую и правую границы, оказался несколько больше (в 1.1 раз), чем поток на верхнюю и нижнюю границы счетной области, в согласии с работами [7, 14-16], в которых указывалось на анизотропию эмиссии нейтронов при интенсивном лазерном воздействии на дейтерированные мишени.

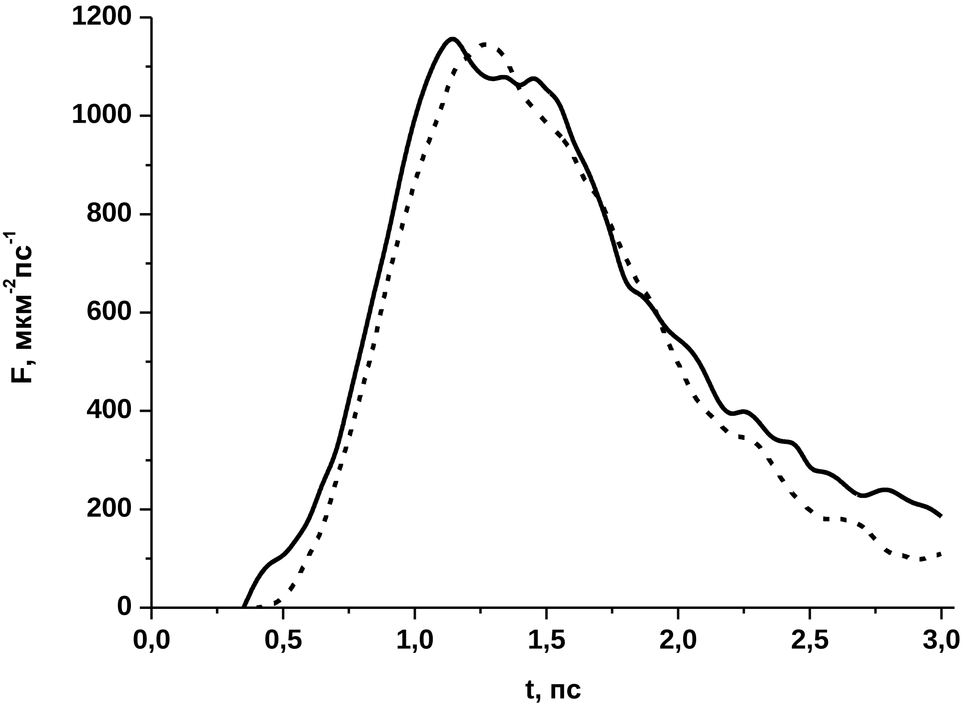


Рис. 3 Зависимости суммарных потоков нейтронов от времени: сплошная кривая - поток на левую и правую границы; пунктирная кривая - поток на верхнюю и нижнюю границы счетной области.

В работе [7] в результате исследований зависимости выхода нейтронов от интенсивности и длительности лазерного импульса при постоянной площади пятна облучения, было показано, что выход нейтронов определяется энергией падающего лазерного импульса E_{laser}. Такая зависимость приводится на Рис. 4.

Сплошной кривой с черными кружками показаны результаты моделирования кодом KARAT, полученные при нескольких значениях интенсивности падающего лазерного импульса (10^{19} Вт/см^2, 10^{20} Вт/см^2 и 10^{21} Вт/см^2). Все остальные параметры расчета при этом не изменялись. Пунктирная кривая – результаты моделирования в работе [7], различными символами обозначены результаты экспериментов [14, 21, 23, 24] по лазерному облучению мишеней из дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$.

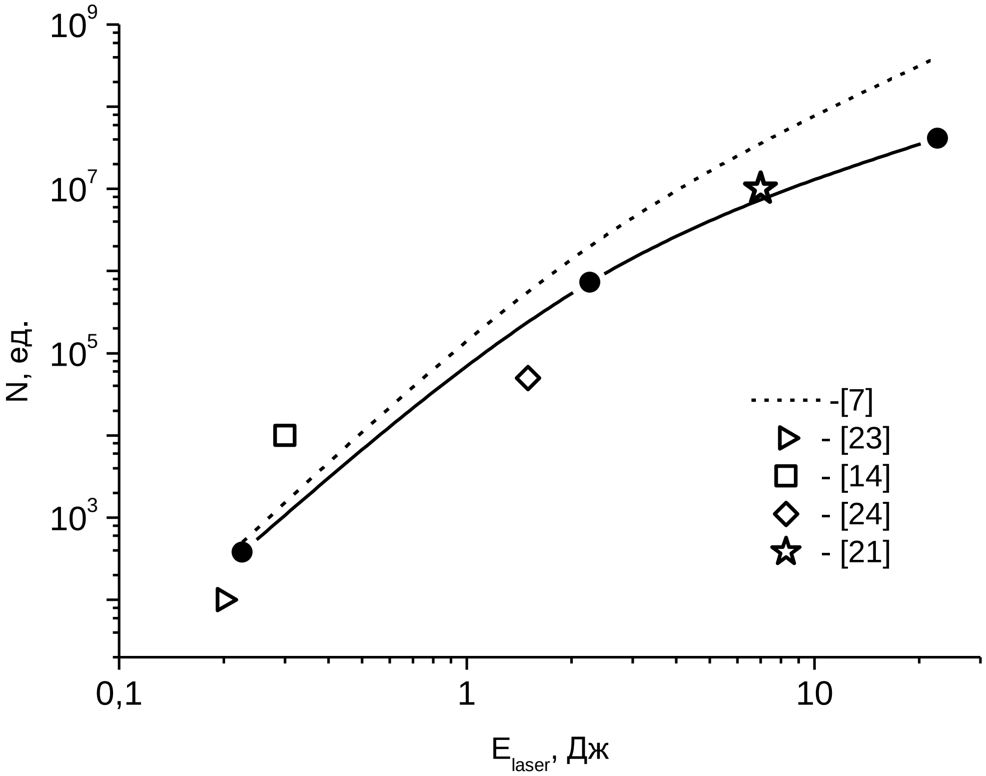


Рис. 4 Выход нейтронов в зависимости от энергии падающего лазерного импульса: сплошная линия – результаты настоящего расчета, пунктирная линия – результаты моделирования [7], символы – различные эксперименты.

Из рис. 4 видно, что результаты настоящего расчета хорошо соответствуют результатам расчета [7] и известным экспериментальным данным в широком диапазоне энергий падающего лазерного импульса (от 0.2 Дж до 10 Дж). Нарастающее с увеличением лазерной энергии при $E_{laser} > 10$ Дж различие выхода нейтронов, полученного в настоящем расчете и в работе [7], связано, по-видимому, с отличиями в подходах моделирования D-D реакций. Используемый нами «дискретный» подход предполагает исчезновение высокоэнергетичного дейтрона в акте D-D реакции, в то время как в работе [7] дейтрон продолжает давать вклад в нейтронный выход двигаясь в объеме мишени вплоть до своей полной остановки вследствие ионизационных потерь. При малых энергиях дейтронов (E < 300 кэВ), когда сечение D-D реакции стремится к нулю, оба подхода дают схожие результаты, однако с ростом энергии дейтронов и сечения D-D реакции подход, используемый в работе [7] дает завышенные значения выхода нейтронов по сравнению с результатами настоящего расчета.

Необходимо отметить, что условия экспериментов [14, 21, 23, 24] значительно различаются как по интенсивности и длительности лазерного импульса, так и по наличию предплазмы на поверхности мишени. Поскольку предплазма оказывает существенное влияние на динамику ускорения ионов на фронтальной поверхности мишени, выход нейтронов должен зависеть от ее параметров. Действительно, в работе [7] указывается, что наличие предплазмы с характерной длиной 0.1 – 0.3 мкм приводит к увеличению выхода нейтронов по сравнению со случаем отсутствия предплазмы, однако дальнейшее увеличение характерной длины предплазмы заметно снижает выход нейтронов. Вероятно, именно этим фактом можно объяснить уменьшение выхода нейтронов в работе [23] по сравнению с данными настоящего расчета и работы [7].

3.2.4. Учет полевой ионизации атомов мишени из дейтерированного полиэтилена при ее облучении интенсивными лазерными импульсами

На начальной стадии лазерного воздействия важную роль играет процесс многократной полевой ионизации атомов мишени [56, 57].

Для численного моделирования динамики ионизации мишени на начальной стадии лазерного воздействия был разработан и внедрен в PIC – код KARAT блок, включающий процесс полевой ионизации. В основу блока ионизации атомов в электромагнитном поле интенсивного фемтосекундного лазерного импульса положена теория нелинейной фотоионизации [25, 58]. Туннельный эффект в переменном электрическом поле лазерного импульса и многофотонная ионизация атомов являются двумя предельными случаями процесса нелинейной фотоионизации, характер которого существенно зависит от значения параметра адиабатичности γ (параметра Келдыша):

$$\gamma = \frac{1}{2K_0 F}, \qquad K_0 = \frac{I}{\hbar\omega}, \qquad F = \frac{E}{\chi^3 E_a}, \qquad \chi = \sqrt{\frac{2I\hbar^2}{m_e e^4}} \tag{4}$$

где E - амплитуда электрического поля, ω- частота электрического поля, e- заряд электрона, m_e - масса электрона, $\boldsymbol{E_a} = \frac{\boldsymbol{m_e^2 e^5}}{\hbar^4} = 5{,}14 \cdot 10^9$ В/см – атомная единица напряженности электрического поля, I - потенциал ионизации атомного уровня. Туннельная ионизация атомных состояний имеет место в случае $\gamma << 1$, в то время как при $\gamma >> 1$ процесс ионизации является многофотонным [26]. В случае интенсивных лазерных импульсов реализуется случай $\gamma << 1$.

При $\gamma << 1$ и линейной поляризации электромагнитной волны вероятность ионизации атома (или иона) в единицу времени определяется формулой:

$$W_{l,m} = W_{l,-m} = \left(\frac{m_e e^4}{\hbar^3}\right)\chi^2 \sqrt{\frac{3}{\pi}}(2l+1)\frac{(l+m)!}{2^m m!(l-m)!} C_{\chi l}^2 \cdot 2^{2n^*-m} F^{m+3/2-2n^*} Exp\left[-\frac{2}{3F}\left(1-\frac{\gamma^2}{10}\right)\right] \tag{5}$$

где $\left(\frac{m_e e^4}{\hbar^3}\right) = 4{,}13 \cdot 10^{16}$ с$^{-1}$, квантовое число $m \geq 0$- модуль проекции квантового числа углового момента l вдоль электрического поля, $n^* = \frac{Z}{\chi}$, Z - безразмерный заряд атома (или иона),

$$\boldsymbol{C_{\chi l}^2} = \left|\frac{2^{2\boldsymbol{n}^*-2}}{\boldsymbol{n}^*\Gamma(\boldsymbol{n}^* + \boldsymbol{l} + 1)\Gamma(\boldsymbol{n}^* - \boldsymbol{l})}\right|, \qquad \Gamma(\boldsymbol{n}+1) = \boldsymbol{n}!. \tag{6}$$

При выводе формулы (5) предполагалось выполнение условия многоквантовости процесса

$$K_0 = \frac{I}{\hbar\omega} >> 1 \qquad (7)$$

и условия малости электромагнитного поля по сравнению с атомным полем

$$F = \frac{E}{\chi^3 E_a} << 1. \qquad (8)$$

Например, для лазерного излучения с длинной волны $\lambda = 1$мкм ($\hbar\omega = 1.24$ эВ), амплитудой электрического поля $E = 2.74\cdot 10^{10}$ В/см (интенсивность 10^{18} Вт/см^2) и атома водорода (потенциал ионизации $I = 13.6$ эВ) имеем $K_0 = 11$ и $F = 5.3$. Таким образом, для рассматриваемых параметров условие (7) заведомо выполнено, в то время как условие (8) нарушается – амплитуда электрического поля лазерного импульса оказывается значительно больше величины атомного поля E_a. При этом вероятность ионизации (5) формально оказывается значительно больше единицы, что соответствует мгновенной ионизации. Однако, с ростом потенциала и степени ионизации атомов с большим Z величина F уменьшается $\sim I^{-3/2}$ и достигает единицы при $I = 41$ эВ. Тем самым оба условия (7) и (8) оказываются выполненными.

Модель ионизации атомов в электромагнитном поле интенсивного лазерного импульса в коде KARAT реализована таким образом, что в процессе самосогласованного моделирования, на каждом шаге по времени в каждой точке, где задано начальное распределение газа из атомов, вычисляется соответствующая локальной плотности газа вероятность ионизации и появления пары электрон – ион. Для появившихся многозарядных ионов на каждом шаге по времени для каждой отдельной частицы вычисляется вероятность последующей ионизации в соответствии со значением напряженности электрического поля в точке положения частицы. Если вероятность оказывается больше случайного числа 0<R<1, то степень ионизации частицы увеличивается на единицу и запускается еще один макро электрон. В предположении, что моделирование будет выполняться для случая облучения газа интенсивными лазерными импульсами, макро электроны запускаются с нулевыми начальными импульсами. В дальнейшем появившиеся макрочастицы участвуют в PIC-моделировании на равных условиях со всеми остальными участниками ансамбля.

Счетная область, используемая для моделирования эмиссии нейтронов при воздействии интенсивного лазерного импульсов на мишень, содержащую дейтерий, представляла собой квадрат с размерами 20 мкм по осям x и z. Шаг сетки в обоих направлениях был равен 20 нм. Лазерный импульс запускался с левой границы счетной области и распространялся в положительном направлении оси z. Граничные условия для электрических и магнитных полей на левой и правой границе счетной области обеспечивали ввод и вывод излучения. На верхней и нижней границе счетной области, граничные условия соответствовали условиям на идеально проводящей поверхности. Для макрочастиц все границы счетной области являлись поглощающими.

Мишень представляла собой слой дейтерированного полиэтилена $(CD_2)_n$ толщиной $l_0 = 4$ мкм и шириной $d_0 = 16$ мкм, занимающий область от z = 5 мкм до z = 9 мкм и от x = 2 мкм до x = 18 мкм. Начальная концентрация атомов дейтерия составляла $n_D = 8.22 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, концентрация атомов углерода - $n_C = 4.11 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, что соответствовало твердотельной плотности дейтерированного полиэтилена $\rho_{pe} = 1.105$ г/см^3.

В блоке ионизации использовался потенциал ионизации дейтерия $\boldsymbol{I} = 13.6$ эВ, а также потенциалы ионизации атома углерода, приведенные в Таблице 1.

Мишень облучалась по нормали лазерным импульсом линейной поляризации со следующими параметрами: длина волны $\lambda = 0.911$ мкм, размер гауссова пятна облучения $r_0 = 3$ мкм с центром в точке x = 10 мкм, длительность импульса $\tau_0 = 45$фс. Максимум лазерного импульса достигал фронтальной поверхности мишени в момент времени t = 61 фс. Интенсивность лазерных импульсов изменялась в диапазоне $I_0 = 10^{20} \div 10^{21}$Вт/см^2.

Таблица 1. Параметры многократной ионизации атома углерода

Степень ионизации	Главное квантовое число n	Угловой момент l	Проекция углового момента m	Потенциал ионизации, эВ
1	2	1	0	11,3
2	2	1	1	24,4
3	2	0	0	47,9
4	2	0	0	64,5
5	1	0	0	392
6	1	0	0	490

3.2.5. Результаты расчетов

Воздействие фемтосекундного лазерного импульса на мишень из дейтерированного полиэтилена в момент времени t=80 фс показано на рис. 5: цифрой 1 обозначен лазерный импульс, 2 - многозарядная плазма, образующаяся в результате лазерного воздействия, 3 - неионизованные к рассматриваемому моменту времени области мишени.

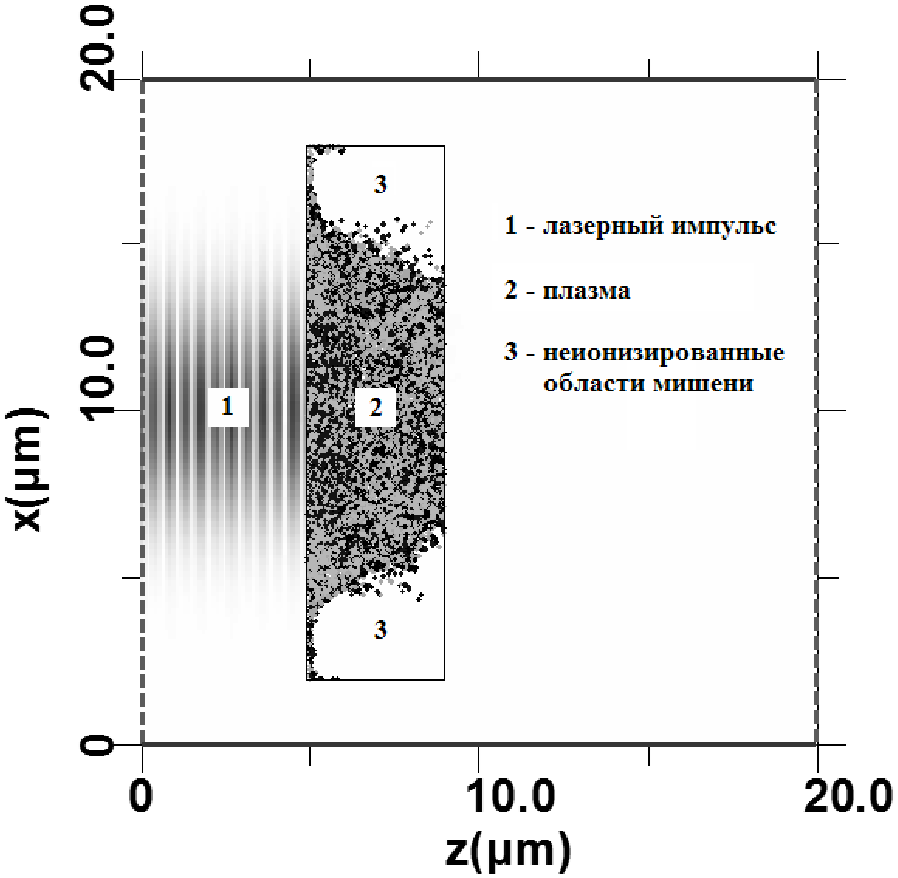


Рис. 5. Воздействие интенсивного фемтосекундного лазерного импульса на мишень из дейтерированного полиэтилена в момент времени t = 80 фс: 1 - лазерный импульс, 2 - плазма, 3 - неионизованные области мишени.

Лазерное излучение, падая на фронтальную поверхность мишени, вызывает ионизацию атомов в тонком поверхностном слое толщиной порядка скин-слоя. Образующиеся при этом электроны, ускоряясь в поле лазерного излучения, создают электрическое поле разделения зарядов, которое приводит к распространению фронта ионизации вглубь мишени [57]. Не смотря на то, что лазерное излучение не проникает вглубь мишени, а полностью экранируется слоем ионизованного вещества, вся мишень оказывается полностью ионизованной. При интенсивности $I_0 = 10^{20}$ Вт/см^2 средняя степень ионизации атомов углерода оказывается четырехкратной, при $I_0 = 10^{21}$ Вт/см^2 – шестикратной.

Процесс полевой ионизации атомов мишени оказывает значительное влияние на выход нейтронов в DD – реакциях, протекающих при движении сквозь объем мишени дейтронов ускоренных на ее фронтальной поверхности.

На рис. 6 приводится зависимость полного выхода нейтронов (на 1 Дж лазерной энергии) от интенсивности лазерного импульса. Кривая 1 соответствует мишени из дейтерированного полиэтилена с параметрами, описанными выше. Кривая 2 на рис. 6 соответствует мишени, содержащей только дейтерий в концентрации, равной концентрации дейтерия в мишени из дейтерированного полиэтилена. Кривая 3, соответствует предварительно ионизованной мишени из дейтерированного полиэтилена с двукратной ионизацией углерода, рассмотренной в подразделе 3.2.3.

Сравнение кривых 1, 2 и 3 показывает, что учет ионизации углерода приводит к существенному уменьшению выхода нейтронов. В случае мишени из чистого дейтерия (кривая 2) и предварительно ионизованной мишени, содержащей двухкратно ионизованный углерод (кривая 3) выход нейтронов в 25 – 50 раз выше, чем в случае первоначально неионизованной мишени из дейтерированного полиэтилена.

Для выяснения причин влияния ионов углерода на выход нейтронов мы исследовали зависимости различных параметров лазерной плазмы от концентрации углерода при фиксированной интенсивности лазерного импульса $I_0 = 4 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2.

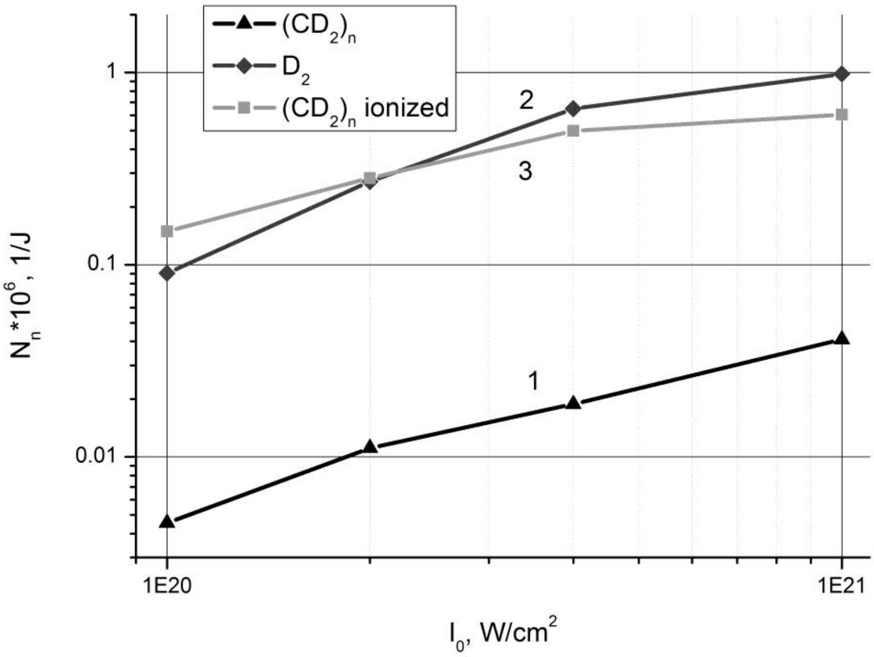


Рис. 6. Зависимость выхода нейтронов на 1 Дж энергии лазерного излучения от интенсивности лазерного импульса

Было установлено, что энергия лазерного излучения, поглощаемая электронами на фронтальной поверхности мишени и преобразующаяся в их кинетическую энергию, практически не зависит от концентрации углерода. Действительно, доля поглощенной электронами лазерной энергии в случае мишени из чистого дейтерия ($n_C = 0$) составляет 25.4 %, а в случае в мишени из дейтерированного полиэтилена ($n_C = 4.11 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$) доля лазерной энергии составляет 24.6%. При этом в мишени из чистого дейтерия ($n_C = 0$) полное количество электронов в четыре раза меньше, чем в мишени из дейтерированного полиэтилена ($n_C = 4.11 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$). В результате, максимальная температура электронов и, как следствие, максимальная кинетическая энергия дейтронов в случае мишени из чистого дейтерия оказывается больше, чем в случае мишени из дейтерированного полиэтилена.

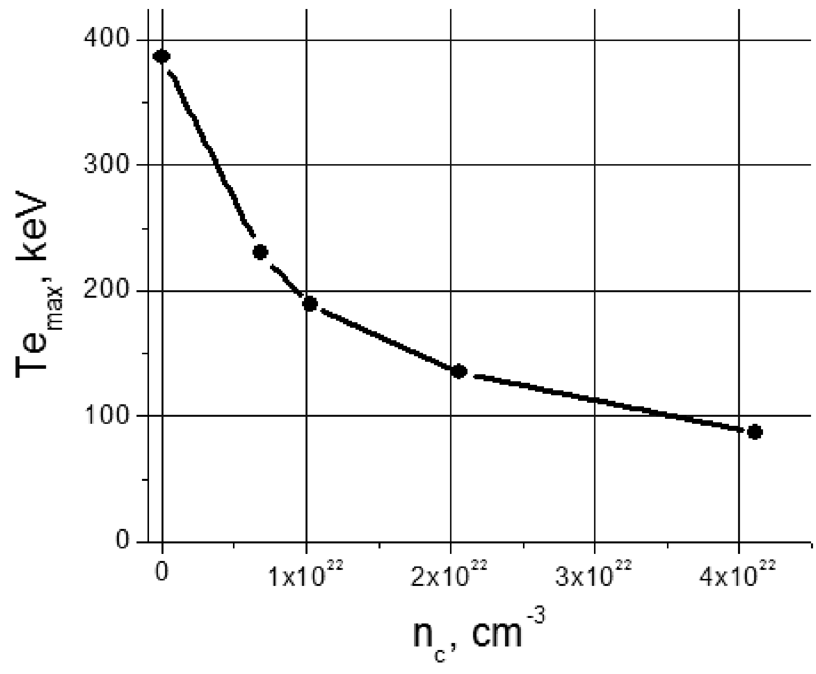


Рис. 7 Зависимость максимальной температуры электронов от концентрации атомов углерода

На рис. 7 и рис. 8 приводятся зависимости максимальной температуры электронов $T_{e,max}$ и максимальной кинетической энергии дейтронов $K_{D,\ max}$, отнесенной к энергии лазерного импульса, соответственно, от концентрации атомов углерода в мишени.

Как видно из графиков, максимальная температура электронов и максимальная кинетическая энергия дейтронов в случае мишени из чистого дейтерия в 4,4 раз больше, чем в случае мишени из дейтерированного полиэтилена. Выход нейтронов при этом увеличивается в 34 раза (см. рис. 6).

Таким образом, для увеличения выхода нейтронов предпочтительными являются твердотельные мишени такого состава, что концентрация атомов дейтерия в них максимальна (см. фомулу (3)), а количество электронов с учетом многократной ионизации атомов мишени – минимально (что обеспечивает их максимальную температуру).

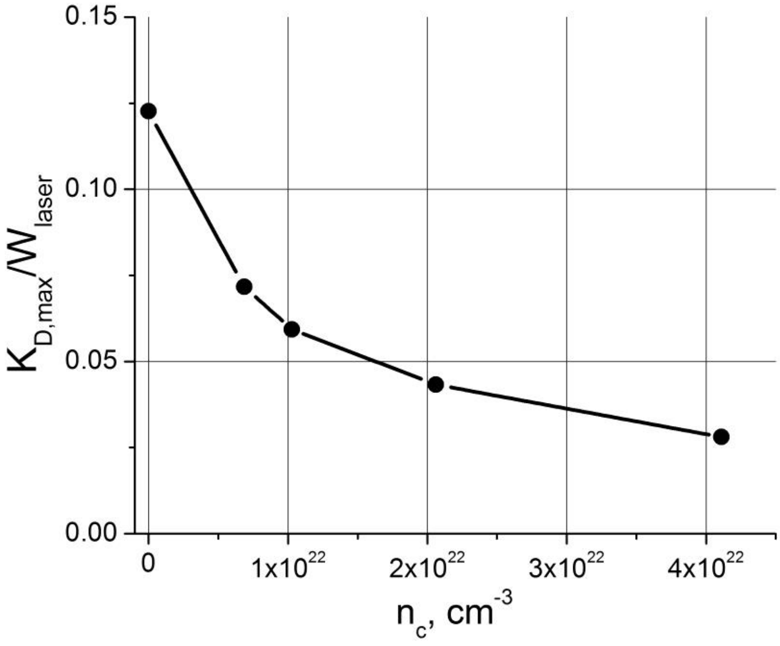


Рис. 8 Зависимость максимальной кинетической энергии дейтронов, отнесенной к полной энергии лазерного импульса, от концентрации атомов углерода

Перспективными с этой точки зрения представляются мишени из дейтерида лития Li D. В таких мишенях концентрация дейтронов ($n_D = 6.13 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$) в 1.34 раза меньше, чем в мишенях из дейтерированного полиэтилена, при этом максимальная концентрация электронов при полной ионизации мишени также в 1.34 раза меньше. Можно ожидать, что максимальная температура электронов в мишенях из дейтерида лития будет заметно выше, чем в мишенях из дейтерированного полиэтилена при прочих равных условиях. Подробное сравнение мишеней из дейтерида лития и дейтерированного полиэтилена, а также других мишеней различного состава предполагается исследовать в дальнейшем.

Дополнительная возможность увеличения выхода нейтронов при интенсивном лазерном воздействии на мишени, содержащие дейтерий, заключается в использовании мишеней сложной формы, в частности, слоистых.

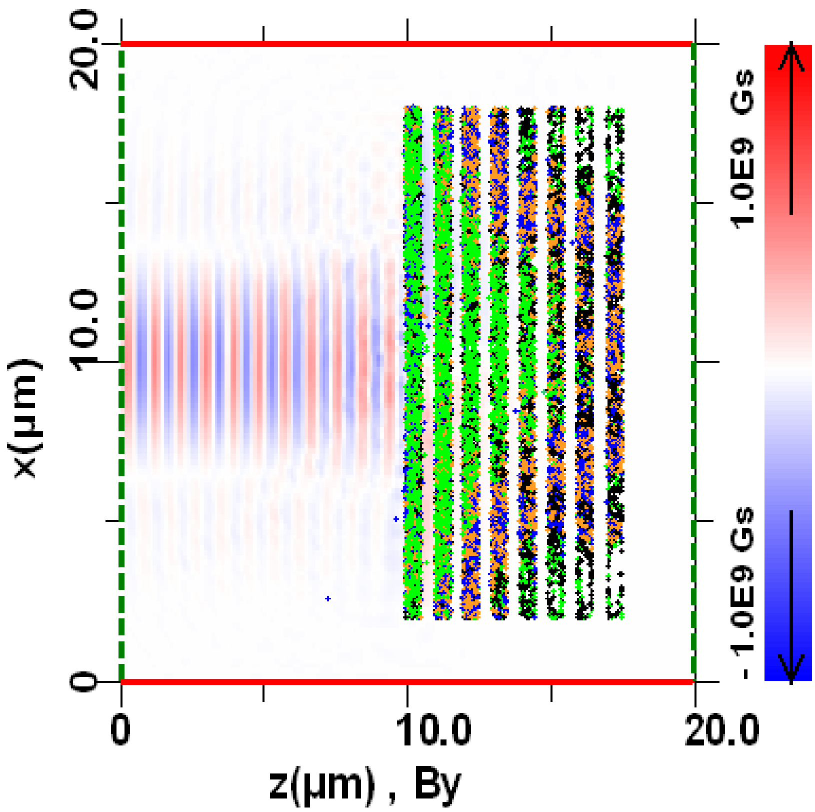


Рис. 9 Схема счетной области при облучении слоистой мишени из дейтерированного полиэтилена.

При облучении слоистой мишени (рис. 9) потоки дейтронов, аналогичные описанным выше трем потокам дейтронов, формируются в каждом из слоев. Такое перераспределение потоков приводит к тому, что количество ускоренных дейтронов, движущихся во встречных направлениях внутри слоистой мишени значительно возрастает, и увеличивает выход нейтронов.

Нами были проведены расчеты, в которых параметры лазерного импульса и мишени в точности соответствовали случаю, рассмотренному выше ($n_C = 4.11 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$), за исключением того, что мишень была разделена на одинаковые части, разнесенные на равные расстояния друг от друга в положительном направлении оси *z*. Интенсивность лазерного импульса составляла $I_0 = 4 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2.

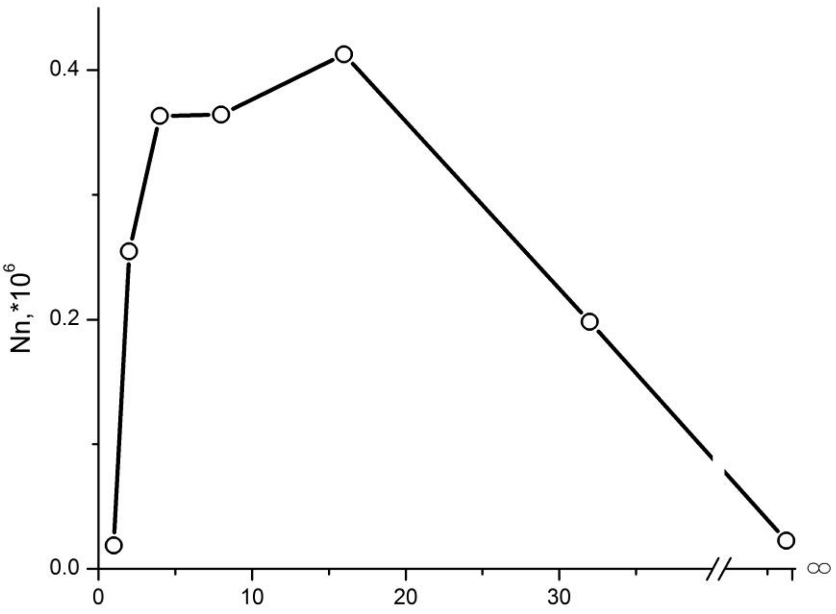


Рис. 10 Зависимость выхода нейтронов на 1 Дж энергии лазерного излучения от количества слоев в мишени

На рис. 10 показана зависимость выхода нейтронов на 1 Дж лазерной энергии от количества слоев в мишени из дейтерированного полиэтилена. Были рассмотрены следующие варианты разделения мишени на слои: №1 - один слой, толщиной 4 мкм, с плотностью ρ_{pe}; №2 - два слоя, толщиной 2 мкм, с плотностью ρ_{pe}, разнесенные на 2 мкм; №3 - четыре слоя, толщиной 1 мкм, с плотностью ρ_{pe}, разнесенные на 1 мкм; №4 - восемь слоев, толщиной 2 мкм, с плотностью ρ_{pe}, разнесенных на 0,5 мкм (см. рис. 5); №5 - шестнадцать слоев, толщиной 0,25 мкм, с плотностью ρ_{pe}, разнесенные на 0,25 мкм; №6 - тридцать два слоя, толщиной 0,125 мкм, с плотностью ρ_{pe}, разнесенные на 0,125 мкм; №7 - один слой, толщиной 8 мкм, с плотностью $0,5\rho_{pe}$, соответствующий бесконечному числу слоев с толщиной, стремящейся к нулю. Средняя плотность мишеней при усреднении по толщине 8 мкм во всех вариантах №1-№7 была равна $0,5\rho_{pe}$.

Как видно из рис. 10 даже наличие двух слоев у мишени ведет к почти четырнадцатикратному росту выхода нейтронов ($N = 255000$) на 1 Дж лазерной энергии по сравнению с одним слоем толщиной 4 мкм, с плотностью ρ_{pe} ($N = 18800$). Максимум $N = 413000$ нейтронов достигается для мишени из шестнадцати слоев, разнесенных на 0,25 мкм друг от друга. Дальнейшее увеличение количества слоев и уменьшение расстояния между ними ведет к постепенному снижению выхода нейтронов. В предельном случае бесконечного числа слоев (один слой, толщиной 8 мкм, с плотностью 0,5 ρ_{pe}) выход нейтронов уменьшается до величины $N = 22600$.

Для объяснения такой зависимости рассмотрим распределение z-компоненты электрического поля разделения зарядов в слоистой мишени, которое является суперпозицией электрических полей каждого слоя. На рис. 11 и 12 показаны распределения z-компонент электрического поля (черные сплошные кривые) для мишеней, состоящих из 16 и 32 слоев, соответственно в момент времени t = 200 фс: электрическое поле каждого слоя имеет биполярную форму с отрицательным и положительным экстремумами на левой и правой границе слоя, соответственно. В областях экстремума поля происходит наиболее эффективное ускорение, и формируются потоки дейтронов, направленные от границ слоя.

Если расстояние между слоями уменьшается, электрические поля от левой и правой границ соседних слоев (за исключением крайних левого и правого слоя) начинают перекрываться и взаимно компенсироваться (см. рис. 12). В результате эффективность ускорения дейтронов внутри слоистой мишени падает, что приводит к снижению выхода нейтронов.

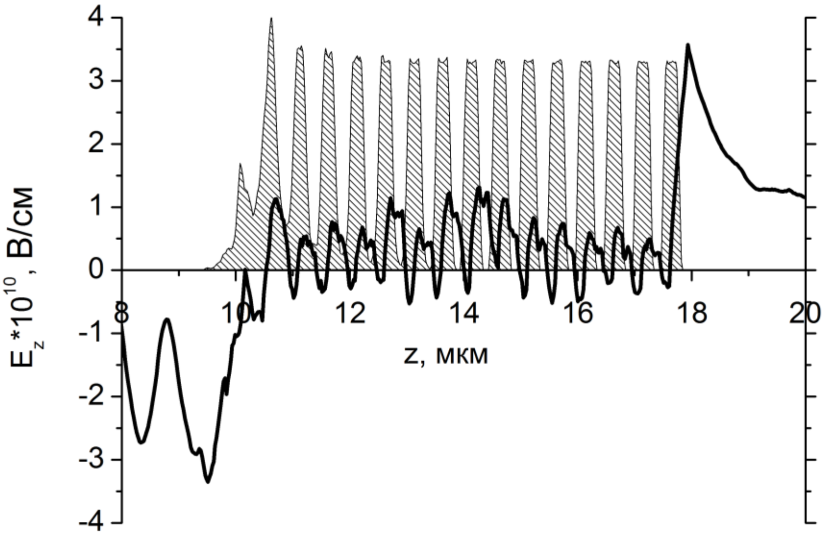


Рис. 11. Распределение z-компоненты электрического поля (черная кривая) в мишени, состоящей из 16 слоев в момент времени t = 200 фс. Штриховкой показано распределение плотности дейтронов.

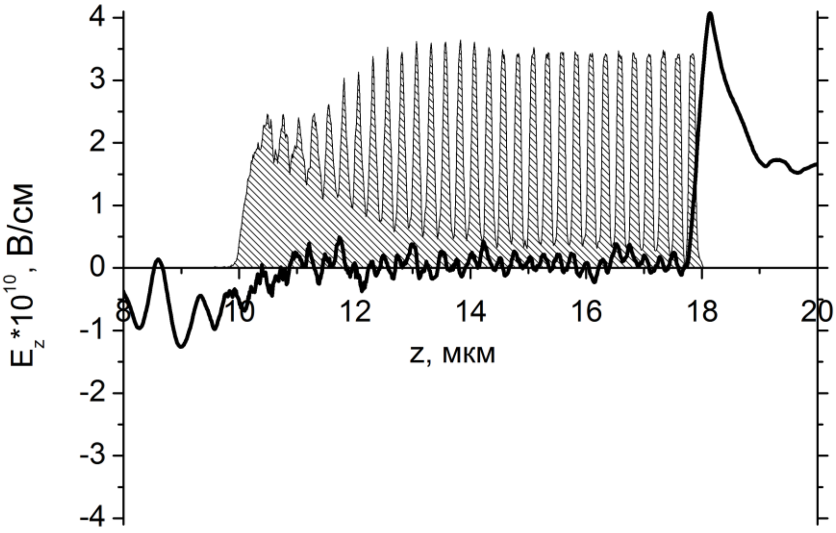


Рис. 12. Распределение z-компоненты электрического поля (черная кривая) в мишени, состоящей из 32 слоев в момент времени t = 200 фс. Штриховкой показано распределение плотности дейтронов.

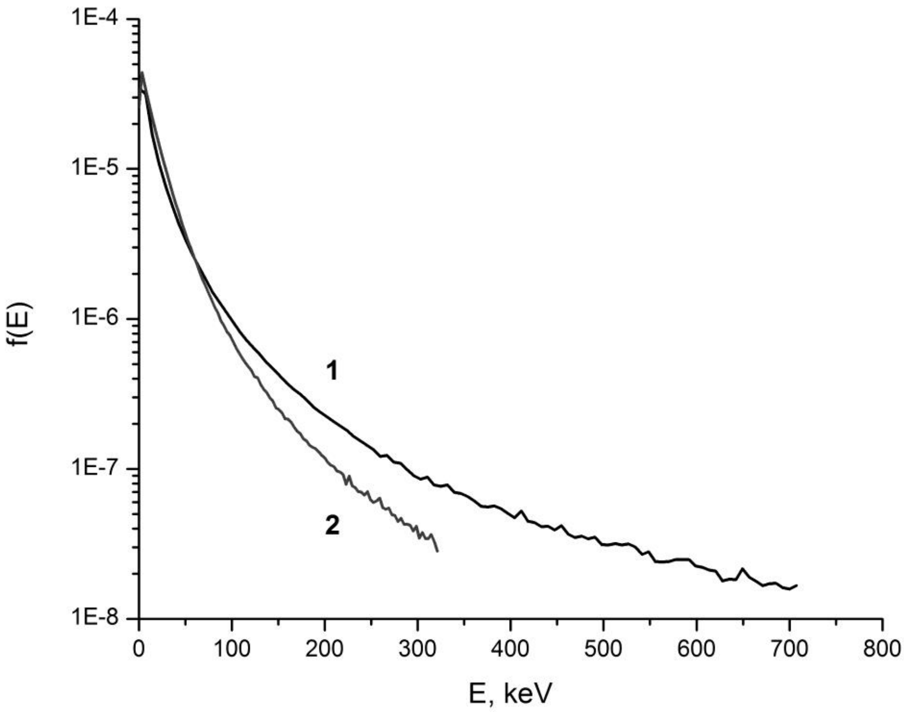


Рис. 13. Энергетические спектры дейтронов в мишенях из 16 (кривая 1) и 32 (кривая 2) слоев в момент времени t = 1 пс

Этот вывод подтверждает рис. 13, на котором показаны энергетические спектры дейтронов для мишеней из 16 (кривая 1) и 32 слоев (кривая 2) в момент времени t = 1 пс при их облучении лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 4 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2. Как видно из рис. 13 максимальная энергия высокоэнергетичных дейтронов в мишени из 16 слоев более чем в два раза превосходит максимальную энергию дейтронов в мишени из 32 слоев. Кроме того, количество дейтронов с энергией, превышающей 100 кэВ в мишени из 16 слоев в два раза больше, чем в мишени из 32 слоев.

Как видно из рис. 10, зависимость выхода нейтронов от количества слоев мишени (и расстояния между ними) достаточно слабая. Определяющим является само наличие в мишени полостей, на границах которых формируются разнонаправленные потоки ускоренных дейтронов. Таким образом, для существенного увеличения выхода нейтронов при облучении твердотельных мишеней интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами целесообразным представляется использование слоистых или пористых мишеней с размерами полостей порядка одного микрона.

Отметим, что особенности воздействия на объемно-структурированные мишени лазерного излучения с параметрами, характерными для инерционного термоядерного синтеза, подробно исследовались в работах С.Ю. Гуськова, В.Б. Розанова и др. (см., например, обзор [59] и цитируемую там литературу). Несмотря на другой механизм ускорения дейтронов, реализующийся в условиях инерционного термоядерного синтеза, оптимальные параметры слоистых мишеней оказываются практически такими же, как в рассмотренном выше случае фемтосекундного лазерного воздействия.

3.2.6. Выводы

Проведено моделирование эмиссии нейтронов при облучении мишеней из дейтерированного полиэтилена интенсивными лазерными импульсами на основе оригинального метода, в котором вероятность полевой ионизации атомов мишени и актов DD- реакций вычисляется из первых принципов на каждом шаге по времени для каждого иона. Использование данного метода позволило рассчитать пространственно-временные характеристики нейтронного импульса, формирующегося при лазерном облучении мишени из дейтерированного полиэтилена, длительность которого более чем на порядок превысила длительность лазерного импульса и составила около трех пикосекунд. Полный выход нейтронов хорошо соответствует экспериментальным данным [14, 21, 23, 24] в диапазоне энергий падающего лазерного импульса от 0.2 Дж до 10 Дж.

Показано, что ионизация атомов в объеме мишени, куда не проникает падающее излучение, обеспечивается электрическим полем разделения зарядов, формирующимся при разлете «горячих» электронов, ускоренных лазерным импульсом на фронтальной поверхности мишени.

Исследованы характеристики горячей плазмы мишени и выход нейтронов в зависимости от концентрации атомов углерода в мишени. Показано, что для увеличения выхода нейтронов предпочтительными являются твердотельные мишени такого состава, что концентрация атомов дейтерия в них максимальна, а количество электронов с учетом многократной ионизации атомов мишени – минимально.

Продемонстрирована возможность существенного увеличения выхода нейтронов (в десятки раз) при использовании слоистых мишеней из дейтерированного полиэтилена, облучаемых интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами. Исследована зависимость выхода нейтронов от количества слоев мишени и расстояния между ними. Показано, что эта зависимость достаточно слабая - определяющим является наличие внутри мишени полостей субмикронных размеров, на границах которых формируются разнонаправленные потоки ускоренных дейтронов, столкновения которых между собой и с покоящимися дейтронами мишени существенно увеличивают полный выход нейтронов.

3.3 Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении тонких металлических пленок интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами

3.3.1. Введение

Лазерная плазма, образующаяся при воздействии интенсивных фемто- пикосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени, является источником жесткого гамма-излучения. Лазерно-плазменные источники гамма-излучения обладают уникальными характеристиками (такими как, высокая спектральная яркость, микронные размеры источника излучения, пикосекундная длительность импульса, узкая направленность гамма-излучения), благодаря которым могут быть использованы в различных приложениях, например, в радиографии [27], для производства короткоживущих изотопов [28], дезактивации радиоактивных отходов [28,29] и др. Детальное изучение свойств лазерных источников гамма-излучения необходимо также для обеспечения радиационной безопасности персонала, работающего на мощных фемто- пикосекундных лазерных установках [5, 30]. Измерение спектров гамма-излучения может использоваться для диагностики плазмы тонкопленочных мишеней-конвертеров, применяемых в схемах быстрого зажигания термоядерных мишеней в инерционном термоядерном синтезе [60].

Одним из основных механизмов генерации гамма-квантов при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени является тормозное излучение ускоренных до релятивистских скоростей электронов при их кулоновском рассеянии на ядрах мишени. Различные характеристики тормозного излучения быстрых электронов в лазерной плазме на протяжении долгого времени являются предметом исследования многих авторов, поскольку, с одной стороны, экспериментальные методы регистрации гамма-квантов хорошо отработаны и доступны, а с другой стороны, тормозное излучение несет обширную информацию о процессах, протекающих в лазерной плазме.

В работах [1,4,22,31,32] по измеренному энергетическому спектру гамма-квантов тормозного излучения определялась температура быстрых электронов T_h в лазерной плазме. Для этого полученные спектральные зависимости аппроксимировались экспоненциальными функциями, по наклону которых в логарифмическом масштабе определялись соответствующие значения температуры T_h. В работе [1], однако, отмечалось, что наклон спектральной кривой существенно изменяется с увеличением энергии гамма-квантов, показывая значительное увеличение температуры T_h при бóльших энергиях гамма-квантов. Это, по мнению авторов [1], свидетельствует о немаксвелловском характере функции распределения быстрых электронов по энергиям.

В работе [2] указывалось, что описанная выше процедура определения температуры быстрых электронов в лазерной плазме является некорректной: температура гамма-квантов тормозного излучения, определяемая по наклону спектральной кривой в логарифмическом масштабе может оказываться существенно меньше температуры быстрых электронов. Авторы [2] отмечают также, что излучение гамма-квантов имеет выраженную угловую зависимость, поэтому, угол наблюдения гамма-квантов определяет их спектр, а, следовательно, и температуру. Таким образом, требуется большая осторожность при определении свойств распределения падающих электронов из экспериментально измеренного спектра тормозного излучения [2].

Угловое распределение гамма-квантов тормозного излучения в лазерной плазме существенно зависит как от параметров лазерного импульса, так и от свойств облучаемой мишени. Например, в работе [2] было получено, что при наклонном облучении 3-мм свинцовой мишени пикосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 10^{19} Вт/см^2, угловое распределение излучения гамма-квантов имеет максимум в направлении распространения лазерного импульса. В работе [4] обнаружено, что при воздействии 60-фс лазерного импульса с интенсивностью $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 на 1-мм танталовую мишень, тормозное излучение слабо релятивистских электронов (энергия гамма-квантов $<$ 0.5 МэВ) практически изотропно, а гамма-кванты с энергиями $>$ 0.5 МэВ распространяются, в основном, в направлении зеркального отражения лазерного импульса (угол падения лазерного импульса на мишень составлял 45°). В работе [30] было получено, что при наклонном (45°) облучении 45-фс лазерным импульсом с интенсивностью $1{,}3 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2 медной мишени толщиной 10 мм угловое распределение излучения гамма-квантов имеет максимум в направлении нормали к поверхности мишени. Анализ экспериментальных данных позволил авторам [30] выявить наличие двух источников гамма-излучения: один находился на облучаемой поверхности мишени, а второй, образованный пучком высокоэнергетичных электронов, – на стенке вакуумной камеры в направлении нормали к мишени.

Для теоретической интерпретации экспериментов по генерации гамма-квантов тормозного излучения при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с веществом, большинство авторов (см., например, [1, 2, 33, 4, 5]) использовало подход, состоящий из двух этапов. Вначале определялась (например, PIC- методом [5]) функция распределения высокоэнергетичных электронов, образующихся в процессе взаимодействия лазерного импульса с веществом мишени, которая затем использовалась в Монте-Карло кодах, описывающих распространение электронов в объеме мишени и генерацию тормозного излучения. Как отмечают авторы [2, 33], основным недостатком такого подхода является отсутствие самосогласованности с электромагнитными полями, возникающими при распространении высокоэнергетичных электронов в объеме мишени.

В работах [34-36], посвященных теоретическому исследованию генерации гамма-квантов при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени, использовался PIC – код с интегрированным в него модулем расчета процесса генерации гамма-квантов тормозного излучения методом Монте-Карло.

В работе [34], для моделирования взаимодействия лазерных импульсов в широком диапазоне интенсивностей с тонкими углеродными пленками при нормальном падении использовался одномерный вариант этого PIC – кода. Было получено, что гамма-кванты с энергией, превышающей 100 кэВ, распространяются строго по направлению лазерного импульса. В то же время азимутальное распределение гамма-квантов оказывается практически изотропным. Сравнение спектров электронов и гамма-квантов при интенсивности лазерного импульса $2\cdot10^{20}$ Вт/см^2 показало, что температура, рассчитанная по спектру гамма-квантов (1.5 МэВ) значительно превышает температуру горячих электронов (870 кэВ). Отметим, что этот вызывающий удивление результат, возможно, обусловленный одномерностью модели, не получил надлежащего объяснения в данной работе. Там же, однако, было показано, что при меньшей интенсивности лазерного импульса $5\cdot10^{18}$ Вт/см^2 обе температуры становятся практически одинаковыми.

В последующих работах [35, 36] эти же авторы теоретически исследовали угловое распределение гамма-квантов при наклонном падении лазерного излучения на мишень, используя двухмерный вариант разработанного ими PIC - кода. Было показано, что угловое распределение гамма-квантов зависит от их энергии и в значительной степени коррелирует с угловым распределением ускоренных электронов. Однако вопрос о соотношении энергетических спектров электронов и гамма-квантов в работах [35, 36] не рассматривался, и, по существу, остается открытым.

Настоящий раздел посвящен численному исследованию генерации гамма-квантов тормозного излучения при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные металлические мишени. Моделирование проводилось при помощи двумерной XZ версии релятивистского электродинамического PIC – кода KARAT, в который был интегрирован блок генерации тормозного излучения.

3.3.2. Математическая модель генерации тормозного излучения в PIC – коде KARAT

В основе математической модели блока генерации тормозного излучения PIC – кода KARAT лежат следующие результаты релятивистской теории тормозного излучения электрона на ядре, приведенные в работе [37] и в книге [38].

Выражение для дифференциального сечения $d\sigma$ тормозного излучения электрона с начальной энергией E_0 на ядре с зарядом z с испусканием гамма-кванта в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$ под углами в интервале от θ до $\theta + d\theta$ к начальному направлению электрона имеет вид [37]:

$$d\sigma_{\omega,\theta} = \frac{z^2 \alpha r_e^2}{4} \frac{d\omega}{\omega} \frac{P_1}{P_0} \sin\theta d\theta m^2 c^4 \left\{ 8m^2 c^4 \sin^2\theta \frac{\left(2E_0^2 + m^2 c^4\right)}{P_0^2 c^2 \Delta^4} - \frac{2\left(5E_0^2 + 2E_1 E_0 + 3m^2 c^4\right)}{P_0^2 c^2 \Delta^2} - \right.$$

$$-\frac{2\left(P_0^2c^2-\hbar^2\omega^2\right)}{T^2c^2\Delta^2}+\frac{4E_1}{P_0^2c^2\Delta}+\frac{L}{P_1P_0c^2}\left[\frac{4E_0\sin^2\theta m^2c^4\left(3\hbar\omega m^2c^4-P_0^2c^2E_1\right)}{P_0^2c^2\Delta^4}+\right.$$

$$\left.+\frac{\left(4E_0^2(E_0^2+E_1^{\,2})-2m^2c^4\left(7E_0^2-3E_1E_0+E_1^{\,2}\right)+2m^4c^8\right)}{P_0^2c^2\Delta^2}+2\hbar\omega\frac{\left(E_0^2+E_1E_0-m^2c^4\right)}{P_0^2c^2\Delta}\right]+$$

$$\left.+\frac{\tilde{l}_1}{P_1c^2T}\left[\frac{4m^2c^4}{\Delta^2}-\frac{6\hbar\omega}{\Delta}-2\hbar\omega\frac{P_0^2c^2-\hbar^2\omega^2}{c^2T^2\Delta}\right]-\frac{4l_1}{P_1c\Delta}\right\}, \qquad (9)$$

где m - масса электрона, c - скорость света, $\hbar$ - постоянная Планка, $\alpha=e^2/\hbar c$ - постоянная тонкой структуры, e - заряд электрона, $r_e=e^2/mc^2$ - классический радиус электрона, $E_1=E_0-E_\gamma$ - энергия вторичного электрона, $E_\gamma=\hbar\omega$ - энергия гамма-кванта; импульсы P_0 падающего и P_1 рассеянного электронов связаны с их энергиями соотношениями

$$E_0^{\,2}=P_0^2c^2+m^2c^4, \qquad E_1^{\,2}=P_1^2c^2+m^2c^4; \qquad (10)$$

кроме этого в (1) используются следующие обозначения:

$$\Delta=E_0-P_0c\cos\theta, \qquad T^2c^2=P_0^2c^2-2P_0c\hbar\omega\cos\theta+\hbar^2\omega^2,$$

$$L=\ln\left[\frac{E_1E_0-m^2c^4+P_1P_0c^2}{E_1E_0-m^2c^4-P_1P_0c^2}\right], \qquad l_0=\ln\left(\frac{E_0+P_0c}{E_0-P_0c}\right), \qquad (11)$$

$$l_1=\ln\left[\frac{E_1+P_1c}{E_1-P_1c}\right], \qquad \tilde{l}_1=\ln\left[\frac{Tc+P_1c}{Tc-P_1c}\right].$$

Интегрирование в формуле (9) по углу θ в интервале от 0 до π приводит к следующей формуле для спектрального распределения тормозного излучения [18, § 93]:

$$d\sigma_\omega=z^2\alpha r_e^2\frac{d\omega}{\omega}\frac{P_1}{P_0}\left\{\frac{4}{3}-2E_0E_1\frac{P_1^2c^2+P_0^2c^2}{P_0^2c^2P_1^2c^2}+m^2c^4\left(l_0\frac{E_1}{P_0^3c^3}+l_1\frac{E_0}{P_1^3c^3}-l_0l_1\frac{1}{P_0P_1c^2}\right)+LF\right\}$$

,

$$F=\left[\frac{8E_0E_1}{3P_0P_1c^2}+\frac{\hbar^2\omega^2}{P_0^3P_1^3c^6}\left(E_0^2E_1^2+P_0^2P_1^2c^4+m^2c^4E_0E_1\right)+\frac{m^2c^4\hbar\omega}{2P_0P_1c^2}\left(l_0\frac{E_0E_1+P_0^2c^2}{P_0^3c^3}-l_1\frac{E_0E_1+P_1^2c^2}{P_1^3c^3}\right)\right] \qquad (12)$$

Допустимые значения частот гамма-квантов в формулах (9) и (12) ограничены условием $\left(\frac{ze^2}{\hbar V_1}\right)<<1$, налагаемым на конечную скорость электрона V_1: электрон не должен терять почти всю энергию (отметим, что при $V_1=e^2/\hbar$ кинетическая энергия электрона равна потенциалу ионизации атома водорода 13.6 эВ).

При частоте гамма-кванта $\omega\to 0$ сечение излучения расходится ~ $d\omega/\omega$, это – проявление общего правила, так называемой «инфракрасной катастрофы». В этом случае формулы (9) и (12), полученные на основе теории возмущений, оказываются неприменимыми. Более адекватный при малых ω подход, учитывающий излучение «мягких» фотонов, в настоящей версии блока генерации гамма-квантов не используется. Вместо этого устанавливается минимальная частота генерируемых в коде KARAT гамма-квантов, а также минимальная энергия электронов, испускающих гамма-кванты. По умолчанию минимальное значение ω соответствует энергии $E_{\gamma,\min}=\hbar\omega_{\min}=1.23$ кэВ, а минимальная кинетическая энергия электронов, испускающих гамма-кванты, выбрана равной $K_{0,\min}=100$ кэВ.

Блок генерации гамма-квантов функционирует по следующему алгоритму. На каждом шаге по времени для каждой макрочастицы, соответствующей электрону, вычисляется вероятность акта рождения гамма-кванта $W=\sigma V_0 n_i$, где $\sigma(E_0)=\int_{\omega_{\min}}^{E_0/\hbar} d\sigma_\omega$ - полное сечение тормозного излучения электроном с энергией E_0, $V_0=c\sqrt{1-\left(mc^2/E_0\right)^2}$ - скорость данного электрона и n_i - плотность ионов в моделируемой плазме в точке нахождения данного электрона в рассматриваемый момент времени. Далее вычисленная вероятность сравнивается со случайным числом χ из интервала от 0 до 1; если вероятность меньше этого числа, то осуществляется переход к следующему макро-электрону. В противном случае запускается процедура рождения гамма-кванта в точке нахождения рассматриваемого электрона.

Угол, под которым запускается гамма-квант в плоскости, нормальной начальному импульсу электрона, предполагается равномерно распределенным от 0 до 2π [34]. Таким образом, для запуска гамма-кванта достаточно определить его энергию и угол вылета θ относительно направления первичного электрона. Частота гамма-кванта ω при заданной энергии падающего электрона E_0 находится из интегрального уравнения $\int_{\omega_{\min}}^{\omega} d\sigma_{\omega} / \sigma(E_0) = \chi_1$, где χ_1 - случайное число из интервала от 0 до 1. Наконец, угол вылета θ при заданных E_0 и $\hbar\omega$ находится из интегрального уравнения $\int_0^{\theta} d\sigma_{\omega,\theta'} / \int_0^{\pi} d\sigma_{\omega,\theta'} = \chi_2$, в котором χ_2 - случайное число из интервала от 0 до 1.

После запуска гамма-кванта вычисляется его движение до прихода на границу расчетной области, где фиксируются его параметры. Поскольку акт рождения гамма-кванта маловероятен и не влияет на энергобаланс плазмы, то для падающего электрона применяется упрощенная модель, в которой он, после процедуры запуска гамма-кванта с энергией E_{γ}, продолжает двигаться в прежнем направлении, но с уменьшенной на величину E_{γ} энергией.

Отметим, что в коде KARAT предусмотрена возможность искусственного увеличения вероятности генерации гамма-квантов тормозного излучения за счет введения дополнительного множителя в формулы (9) и (12).

3.3.3. Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при взаимодействии моноэнергетичного электронного пучка с плазменной мишенью

Тестирование блока генерации гамма-квантов удобно провести в случае взаимодействия пучка моноэнергетичных электронов с неподвижной плазменной мишенью. Поскольку начальные вектора скоростей всех электронов в пучке одинаковы, энергетический спектр гамма-квантов, возникающих при рассеянии электронов пучка на плазменной мишени, должен быть пропорционален дифференциальному сечению рассеяния (12), а угловое распределение гамма-квантов пропорционально сечению рассеяния (9), проинтегрированному по всему диапазону изменения частоты ω.

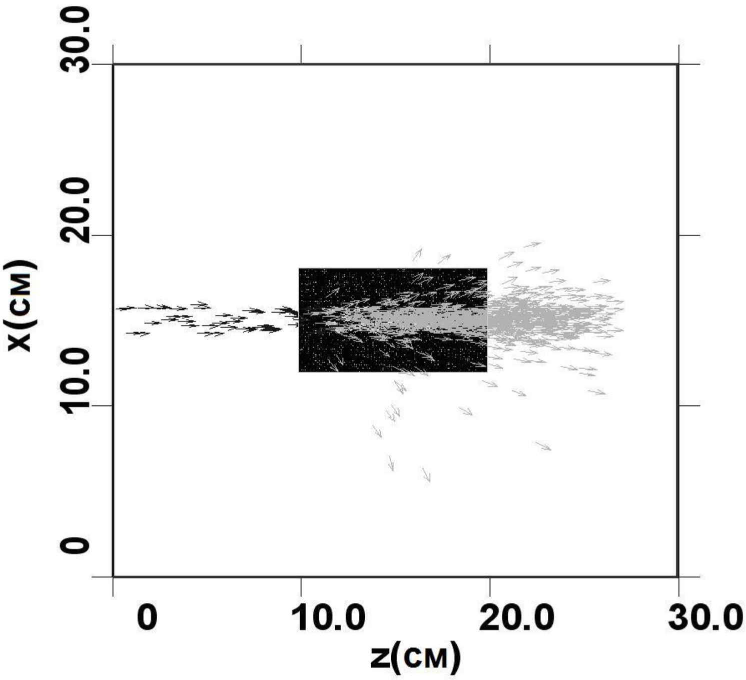


Рис. 14 Взаимодействие пучка электронов с плазменной мишенью.

Пучок моноэнергетичных электронов направлялся с левой границы расчетной области с размерами 30*30 см (по оси *x* и *z*, соответственно), на плазменную мишень с размерами 6*10 см, состоящую из электронов и протонов с концентрацией $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-1}$. Для искусственного увеличения вероятности генерации гамма-квантов в формулах (9) и (12) использовался множитель 10^7.

На рис. 14 показан процесс взаимодействия пучка электронов с кинетической энергией $K_0 = E_0 - mc^2 = 5$ МэВ (черные стрелки) с плазменной мишенью. Серыми стрелками обозначены гамма-кванты. Как видно из рис. 14, гамма-кванты разлетаются в достаточно узком угле вдоль направления распространения электронного пучка, что соответствует ультрарелятивистскому случаю ($K_0 >> mc^2$).

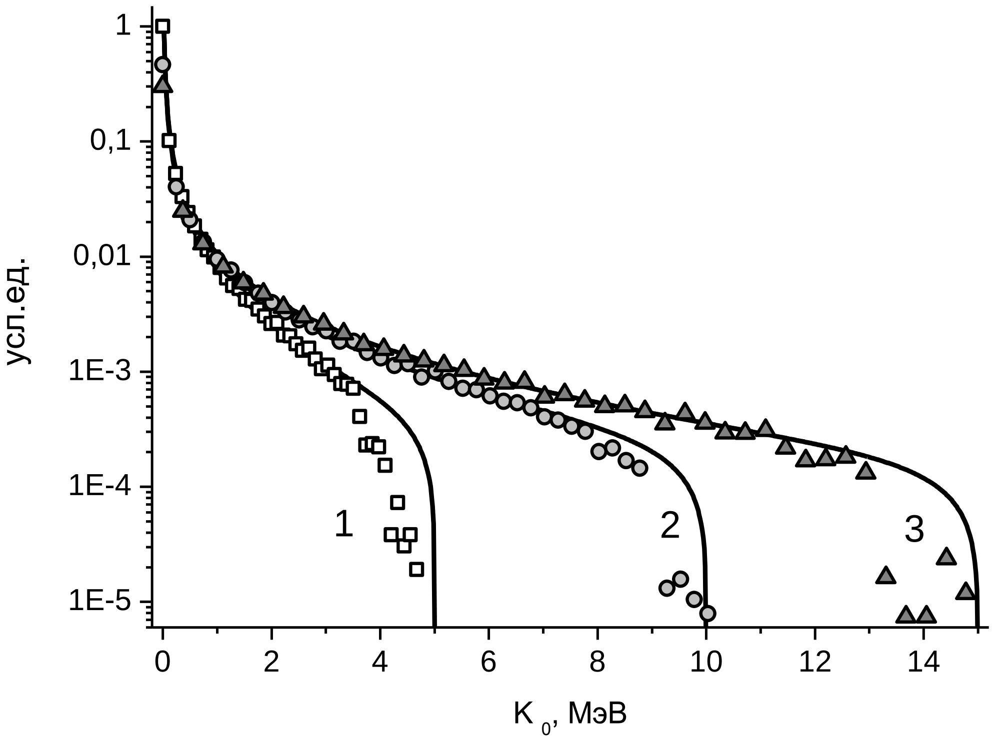


Рис. 15 Энергетические спектры гамма-квантов при различных начальных кинетических энергиях электронов.

На рис. 15 показаны энергетические спектры гамма-квантов, попавших на правую границу расчетной области, при различных значениях начальных кинетических энергий электронов K_0 в пучке (квадраты - $K_0 = 5$ МэВ, кружки - $K_0 = 10$ МэВ, треугольники - $K_0 = 15$

МэВ), а также соответствующие зависимости сечений рассеяния от энергии гамма-кванта, рассчитанные по формуле (12) (сплошные линии) в условных единицах. Как видно из графиков, энергетические спектры совпадают с аналитическими кривыми во всем диапазоне энергий гамма-квантов за исключением области энергий вблизи K_0, где электрон передает почти всю энергию гамма-кванту.

Из расчета следует, что средняя энергия $\langle E_\gamma \rangle$ гамма-квантов, попавших на правую границу расчетной области, существенно меньше энергии электронов K_0.

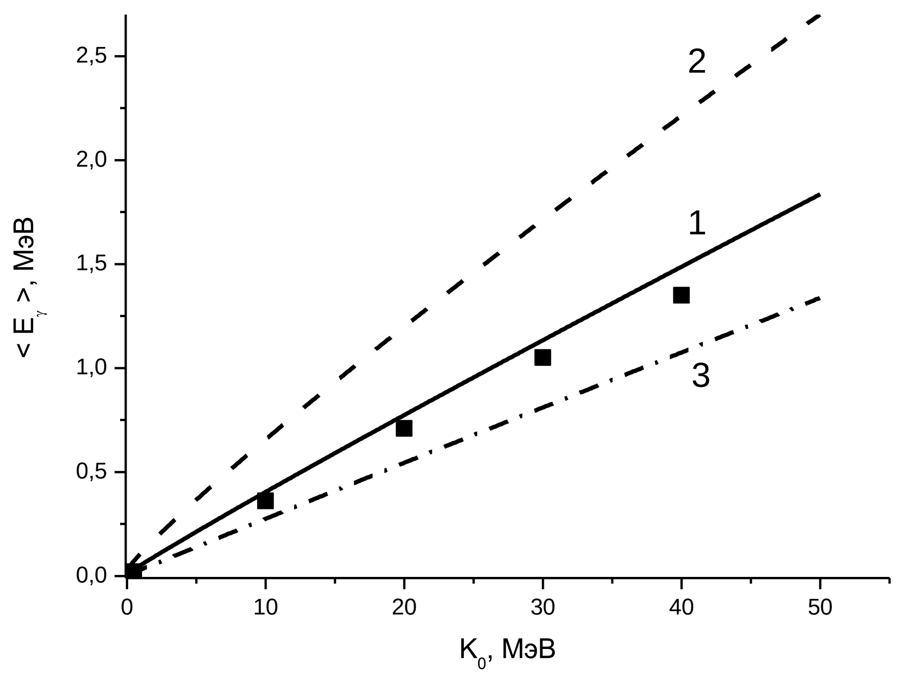


Рис. 16 Зависимости средней энергии гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ от кинетической энергии электрона K_0 при различных значениях $E_{\gamma,\min}$.

Используя формулу (12) можно рассчитать среднее по спектру значение энергии гамма-кванта, испускаемого электроном с энергией E_0

$$:\left\langle E_\gamma \right\rangle = \frac{\int\limits_{\omega_{\min}}^{E_0/\hbar} \hbar\omega\, d\sigma_\omega}{\int\limits_{\omega_{\min}}^{E_0/\hbar} d\sigma_\omega}, \tag{13}$$

которое, очевидно, не зависит от заряда ядра z. Величина $\left\langle E_\gamma \right\rangle$, рассчитанная по формуле (13), зависит от выбора минимальной энергии гамма-кванта $E_{\gamma,\min} = \hbar\omega_{\min}$. В случае используемой нами по умолчанию в коде KARAT величины $E_{\gamma,\min} = 1.23$ кэВ формула (13) хорошо аппроксимируется следующим выражением:

$$\left\langle E_\gamma \right\rangle(\text{МэВ}) = 0.039\ K_0\ (\text{МэВ}) + 0.016 \tag{14}$$

На рис. 16 показаны зависимости $\left\langle E_\gamma \right\rangle$ от K_0 при различных значениях $E_{\gamma,\min}$ (кривая 1 соответствует $E_{\gamma,\min} = 1.23$ кэВ, кривая 2 - $E_{\gamma,\min} = 12.3$ кэВ, кривая 3 - $E_{\gamma,\min} = 0.12$ кэВ; квадраты – средняя энергия гамма-квантов, попавших на правую границу области моделирования при $E_{\gamma,\min} = 1.23$ кэВ). Как видно из рис. 16, результаты моделирования хорошо описываются кривой 1. Отметим также, что влияние выбора $E_{\gamma,\min}$ на $\left\langle E_\gamma \right\rangle$ незначительно: при увеличении $E_{\gamma,\min}$ в сто раз величина $\left\langle E_\gamma \right\rangle$ увеличивается не более чем в 2.5 раза.

На рис. 17 приводятся зависимости от угла θ сечений рассеяния (9), проинтегрированных по ω при различных значениях K_0 (сплошные кривые), а также соответствующие угловые распределения гамма-квантов, попавших на правую границу области моделирования (кривая 1 и кружки - $K_0 = 5$ МэВ, кривая 2 и квадраты - $K_0 = 500$ кэВ). Как видно из рис. 17, имеет место достаточно хорошее совпадение результатов счета с теоретическими кривыми в диапазоне углов $\theta < 45^0$. Имеющееся расхождение зависимостей при бóльших углах связано с тем, что при построении углового распределения нами учитываются только гамма-кванты, попадающие на правую границу расчетной области.

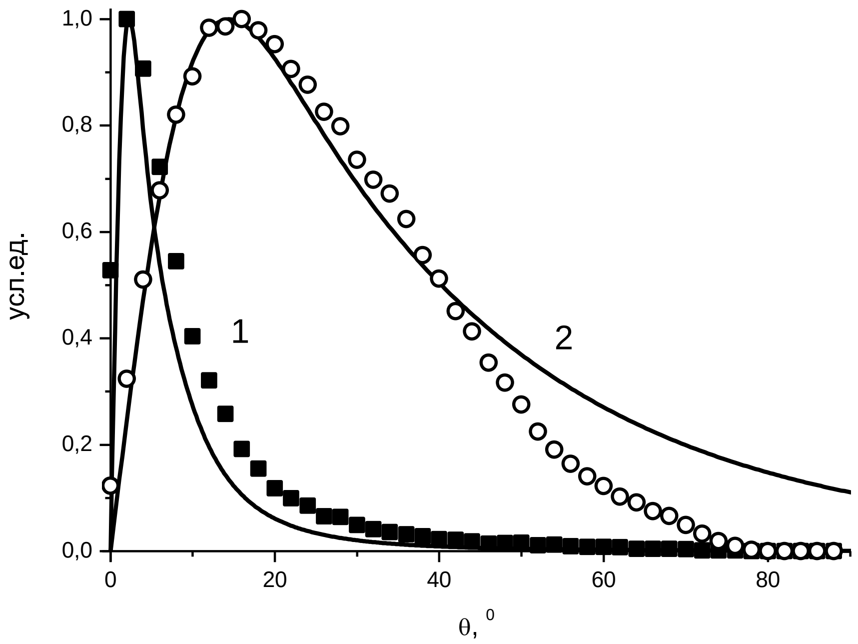


Рис. 17 Угловые распределения гамма-квантов, попавших на правую границу счетной области.

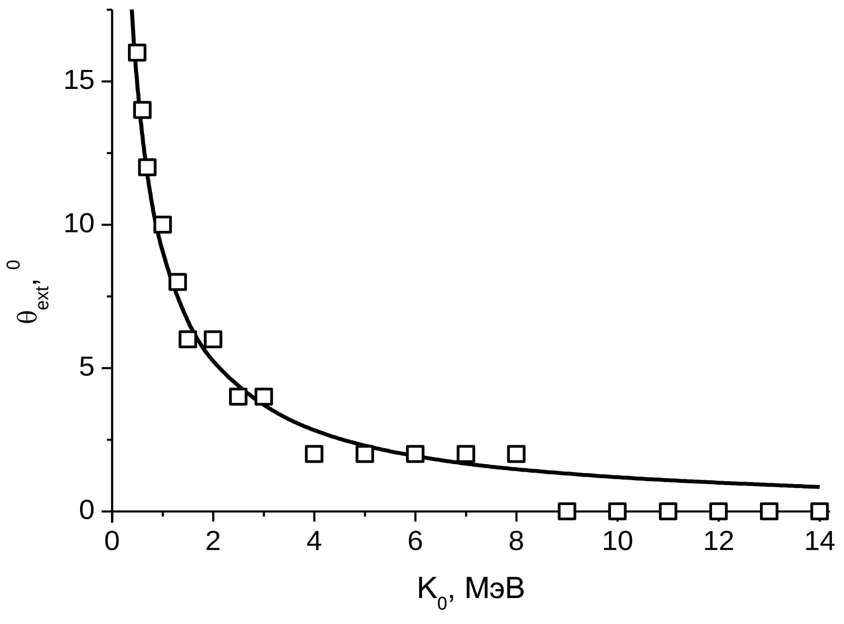


Рис. 18 Зависимость угла θ_{ext}, соответствующего максимуму углового распределения, от кинетической энергии падающего электрона K_0.

На рис. 18 показана зависимость угла θ_{ext}, соответствующего максимуму углового распределения, от кинетической энергии падающего электрона K_0. Сплошная линия получена из (9) путем нахождения экстремумов функций, аналогичных показанным сплошными линиями на рис. 17, квадраты – из анализа угловых распределений гамма-квантов, попадающих на правую границу расчетной области. Из рис. 18 следует, что угол между направлением движения падающего электрона и максимумом углового распределения гамма-квантов с ростом кинетической энергии падающего электрона уменьшается и стремится к нулю $\sim 1/K_0$ в ультрарелятивистском пределе.

3.3.4. Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении фольги из золота фемтосекундным лазерным импульсом

На рис. 19 приводится конфигурация численного эксперимента по генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении фольги из золота фемтосекундным лазерным импульсом. Стрелками показаны разлетающиеся гамма-кванты.

Расчетная область представляла собой прямоугольник с размерами 30 мкм по оси x и 30 мкм по оси z. Шаг сетки в обоих направлениях составлял $\Delta x = \Delta z = 43$ нм. Полная длительность каждого расчета составляла $t_f = 1$ пс.

Лазерный импульс с длиной волны $\lambda = 0.91$ мкм и интенсивностью $I_0 = 10^{21}$ Вт/см^2, имел гауссов профиль как по времени, так и по пространству, с длительностью $\tau = 70$ фс и размером пятна $r_0 = 5$ мкм по половине амплитуды с центром в точке $x = 15$ мкм. Импульс запускался с левой границы расчетной области и распространялся в положительном направлении оси z, при этом электрическое поле лазерного импульса находилось в плоскости x–z.

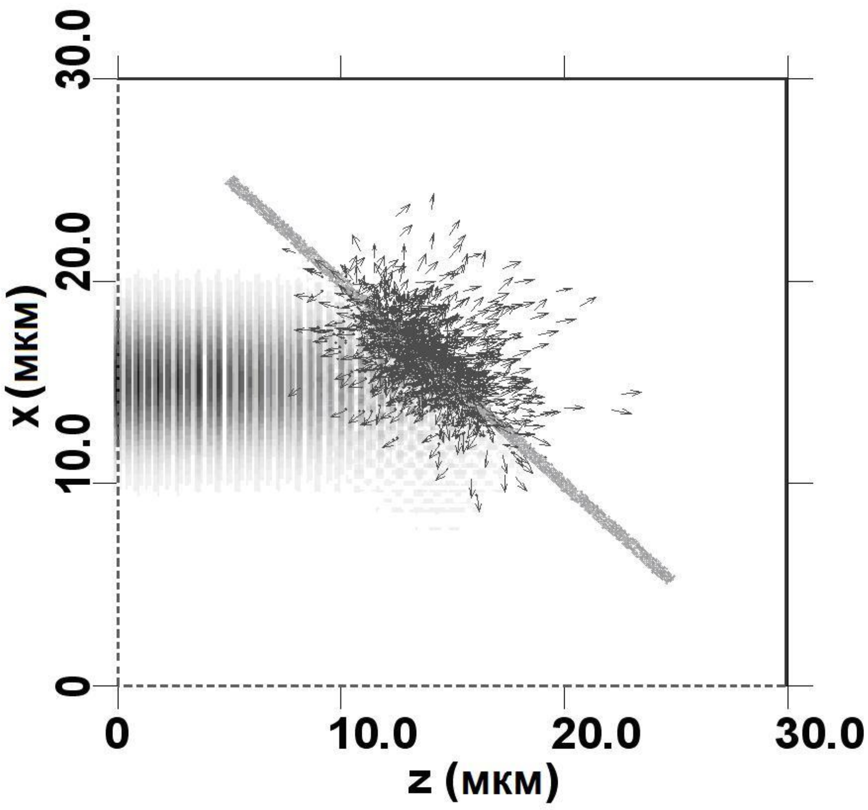


Рис. 19 Конфигурация численного эксперимента по генерации гамма-квантов при облучении фольги лазерным импульсом.

Граничные условия для электрических и магнитных полей на границах расчетной области, обозначенных пунктирными линиями на рис. 6, соответствовали открытой границе, обеспечивающей ввод и вывод излучения. На границах расчетной области, обозначенных сплошными линиями на рис. 19, граничные условия соответствовали условиям на идеально проводящей поверхности. Для макрочастиц все границы расчетной области являлись поглощающими.

Мишень представляла собой фольгу из золота (z = 79) толщиной 0.5 мкм и длиной 28 мкм, повернутую на угол 45^0 относительно направления распространения лазерного импульса. Мишень моделировалась как однократно ионизованная бесстолкновительная плазма, состоящая из электронов и ионов золота Au^+ с концентрацией $n = 5.87 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$, соответствующей твердотельной плотности золота. Очевидно, однако, что в реальном эксперименте при интенсивности лазерного импульса $I_0 = 10^{21}$ Вт/см^2 будут возникать и многократно ионизованные атомы. Вопрос о влиянии степени ионизации атомов мишени на результаты моделирования будет рассмотрен ниже.

В блоке генерации гамма-квантов минимальное значение ω соответствовало энергии $E_{\gamma,\min} = \hbar\omega_{\min} = 1.23$ кэВ, а минимальная кинетическая энергия электронов, испускающих гамма-кванты, выбиралась равной $K_{0,\min} = 100$ кэВ.

Рис. 19 иллюстрирует процесс генерации гамма-квантов на начальном этапе воздействия лазерного импульса на мишень, когда область, в которой происходит генерация гамма-квантов приблизительно совпадает с областью взаимодействия лазерного импульса с мишенью. В дальнейшем область генерации гамма-квантов расширяется и охватывает весь объем мишени.

Для определения соотношения между средними энергиями электронов и генерируемых ими гамма-квантов в некоторый фиксированный момент времени, проводилось усреднение по электронам с энергией $K > K_{0,\min}$ и всем гамма-квантам, находящимся в области, занимаемой мишенью (более строго – занимаемой ионами золота, поскольку генерация гамма-квантов возможна только в той области, где плотность ионов золота отлична от нуля).

На рис. 20 показана зависимость от времени средней кинетической энергии электронов (сплошная кривая 1) и гамма-квантов (кружки) в области, занимаемой мишенью. Теоретическая зависимость средней энергии гамма-квантов $\langle E_\gamma \rangle$ (штриховая кривая 2) получена из кривой 1 пересчетом по формуле (13). Как видно из рис. 20, кривая 2 с хорошей точностью описывает поведение средней энергии гамма-квантов.

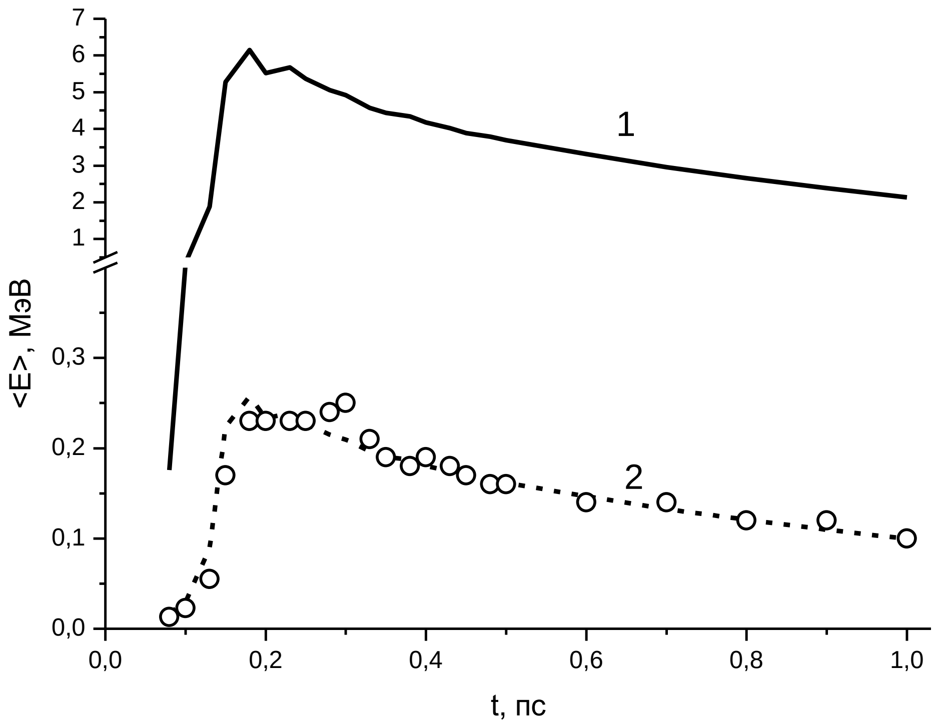


Рис. 20 Временные зависимости средних энергий электронов (кривая 1) и генерируемых ими гамма-квантов (кружки). Кривая 2 получена из кривой 1 пересчетом по формуле (13).

Таким образом, формула (13) (и аппроксимационное соотношение (14)) устанавливает взаимно-однозначное соответствие между средними энергиями электронов и генерируемых ими гамма-квантов, и может быть использована для выражения одной величины через другую. Из рис. 20 следует, что средняя энергия гамма-квантов оказывается примерно в двадцать пять раз меньше средней энергии электронов. Этот результат согласуется с утверждением работы [2] о том, что температура гамма-квантов тормозного излучения может оказываться существенно меньше температуры быстрых электронов. Как следует из приведенного расчета, различие температур электронов и гамма-квантов должно проявляется в экспериментах по взаимодействию интенсивных лазерных импульсов именно с тонкопленочными мишенями.

Перейдем теперь к вопросу об угловом распределении электронов и генерируемых ими гамма-квантов. При вычислении угловых распределений находилось количество частиц, попавших на сегмент границы расчетной области длиной 6 мкм, центр которого располагался под заданным углом к направлению падения лазерного импульса относительно центра мишени.

На рис. 21 показано угловое распределение электронов, достигших границ расчетной области в течении 500 фс (светло-серая кривая) и 1 пс (черная кривая). Стрелкой обозначено направление падения лазерного импульса. Как видно из рис. 21, угловое распределение имеет два выраженных максимума: один - в направлении падения лазерного импульса (180^0), второй - в направлении (259^0), близком к направлению зеркального отражения лазерного излучения от мишени. Наличие первого максимума обусловлено ускорением электронов мишени в направлении падения лазерного импульса под действием $\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B}$ компоненты силы Лоренца, которая при интенсивностях лазерного импульса порядка 10^{21} Вт/см^2 становится определяющей. Существование второго максимума обосновывалось в работе [39] и подтверждено во множестве экспериментальных работ (см., например, [40,41]). В работе [39], в частности, указывается, что «…только ультрарелятивистские электроны покидают мишень в направлении, очень близком к направлению зеркального отражения».

Заметим, что кривые на рис. 21 мало отличаются друг от друга, не смотря на то, что периоды времени, в течение которых шло накопление частиц на соответствующих сегментах границы расчетной области, отличаются в два раза.

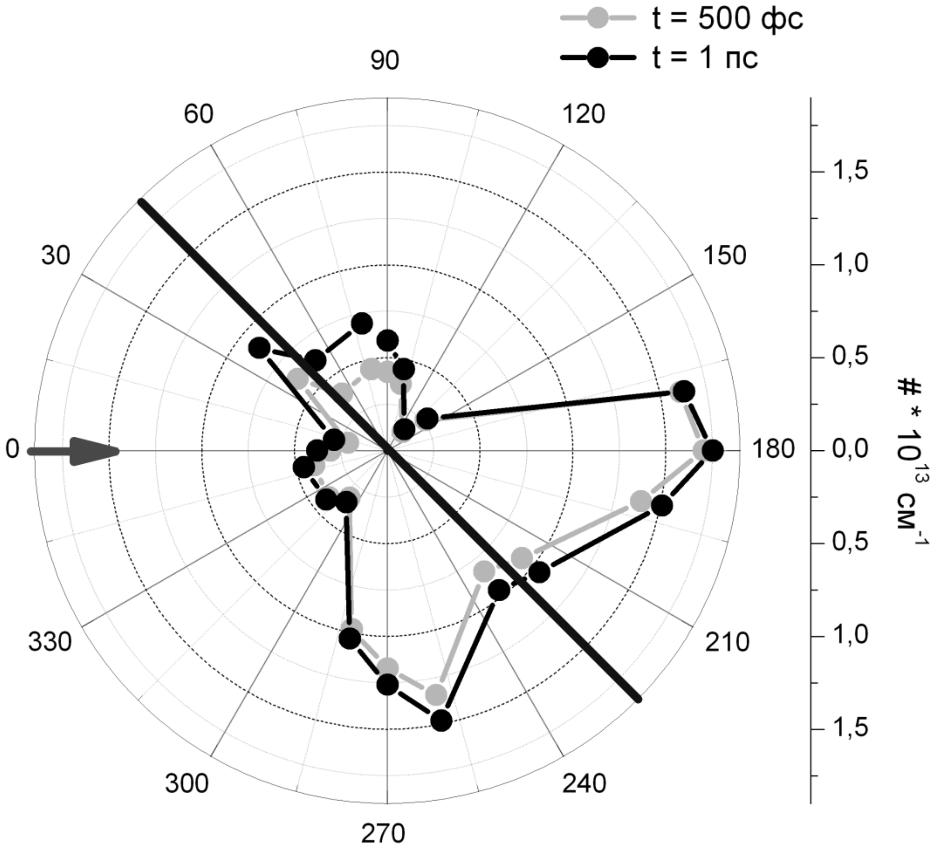


Рис. 21 Угловое распределение электронов, достигших границ счетной области.

Это означает, что высокоэнергетичные электроны могут покинуть мишень и достичь границы расчетной области в основном в течение первых 500 фс (фактически, в течение воздействия лазерного импульса на мишень). В последующие 500 фс лишь небольшое количество электронов достигает границ расчетной области, в то время как б**о**льшая их часть остается вблизи мишени, при этом их средняя энергия уменьшается достаточно медленно(см. рис. 20).

На рис. 22 показаны траектории (в течение первых 500 фс) пяти пробных электронов, ускоренных лазерным импульсом до различных кинетических энергий: минимальной энергией (1.5 МэВ) обладал электрон 5, а максимальной (48 МэВ) - электрон 1.

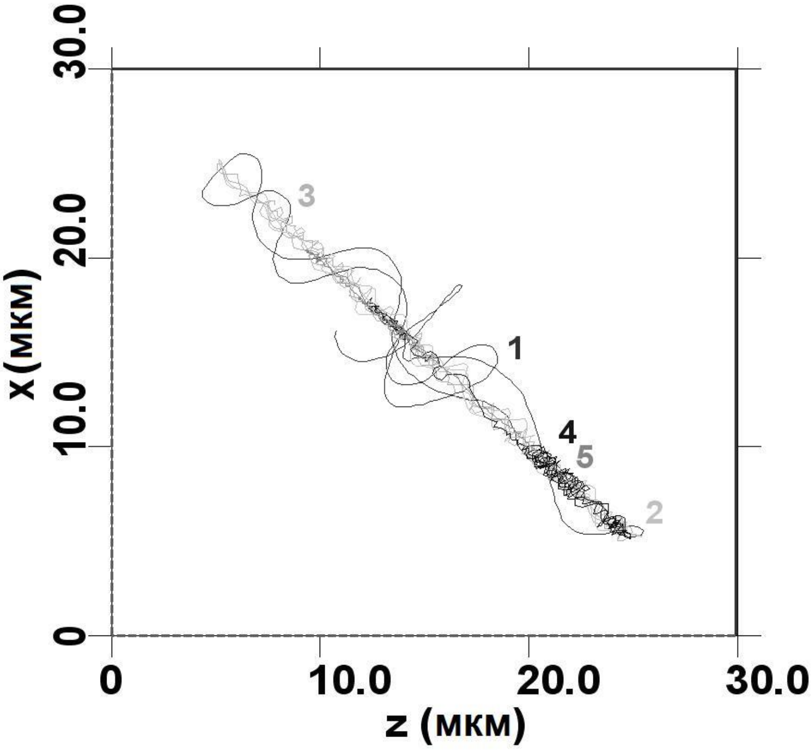


Рис. 22 Траектории пяти пробных электронов мишени в течение 500 фс.

Траектории этих электронов заполняют практически весь ее объем. Часто меняя направление при движении вдоль мишени, электрон имеет вероятность излучить гамма-квант в произвольном направлении. По этой причине угловое распределение гамма-квантов может значительно отличаться от углового распределения электронов, представленного на рис. 21.

Как видно из рис. 22, движение электронов представляет собой суперпозицию колебательного и поступательного движения вдоль мишени.

На рис. 23 приводятся угловые распределения гамма-квантов, достигших границ расчетной области в течение 500 фс (серая кривая) и 1 пс (черная кривая). Стрелкой показано направление распространения лазерного импульса; прямой линией, расположенной под углом 45^0, обозначено положение мишени.

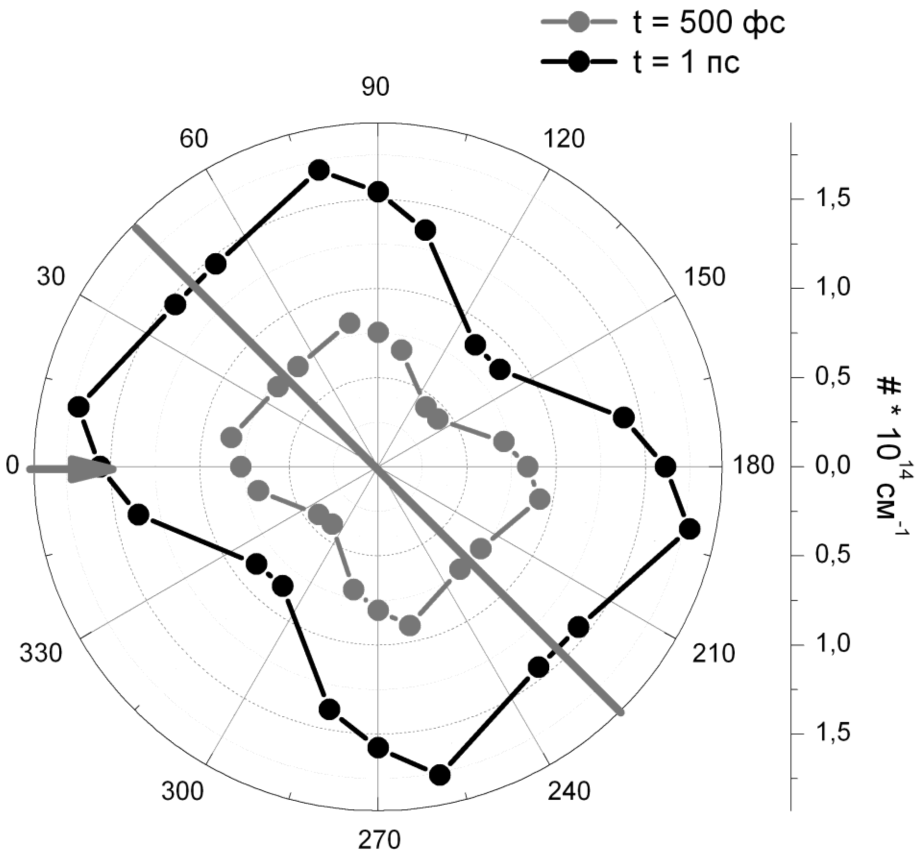


Рис. 23 Угловое распределение гамма-квантов, достигших границ счетной области.

Как видно из рис. 23, кривые угловых распределений гамма-квантов практически симметричны, при этом максимумы кривых располагаются под углами 11^0, 79^0, 191^0 и 259^0. Два последних максимума расположены близко к направлениям первоначального распространения и зеркального отражения лазерного излучения от мишени, соответственно, и коррелируют с максимумами углового распределения быстрых электронов. Как указывалось ранее, наличие максимумов углового распределения гамма-квантов в направлениях первоначального распространения и зеркального отражения лазерного излучения экспериментально наблюдалось, например, в работах [2] и [4]. Сравнение кривых на рис. 23 показывает, что угловое распределение гамма-квантов, полученное в течение первых 500 фс (серая кривая) практически не изменяет свою форму за последующие 500 фс (черная кривая), в течение которых количество гамма-квантов, достигших границ расчетной области, увеличивается вдвое. Это связано с тем, что большинство гамма-квантов генерируются относительно низкоэнергетичными электронами, не покидающими мишени в течении всего времени счета. Действительно, средняя энергия гамма-квантов достигших границ расчетной области в течение 1 пс составляет 186 кэВ, что соответствует средней энергии электронов 4.1 МэВ (см. формулу (14)). Траектория пробного электрона со средней энергией около 4 МэВ обозначена на рис. 22 номером 3, как видно из рисунка этот электрон остается в пределах мишени.

Высокоэнергетичные гамма-кванты, генерируемые электронами, покидающими расчетную область, имеют угловые распределения в большей степени соответствующие распределениям электронов, показанным на рис. 8.

Действительно, на рис. 24 приводятся угловые распределения высокоэнергетичных гамма-квантов, достигших границ расчетной области в течение 500 фс: гамма-кванты с энергией E_γ >0.89 МэВ– черная кривая, гамма-кванты с $E_\gamma > 2.67$ МэВ – серая кривая. Стрелкой показано направление распространения лазерного импульса; прямой линией, расположенной под углом 45^0, обозначено положение мишени. Как видно из рис. 24, обе кривые более не являются симметричными, как это имело место на рис. 10. Максимумы угловых распределений располагаются под углами 191^0 и 259^0, хорошо согласующимися с направлениями максимумов на рис. 21. Таким образом, угловое распределение гамма-квантов значительно отличается от углового распределения электронов на границе расчетной области. Однако, в случае высокоэнергетичных электронов и гамма-квантов их угловые распределения практически повторяют друг друга.

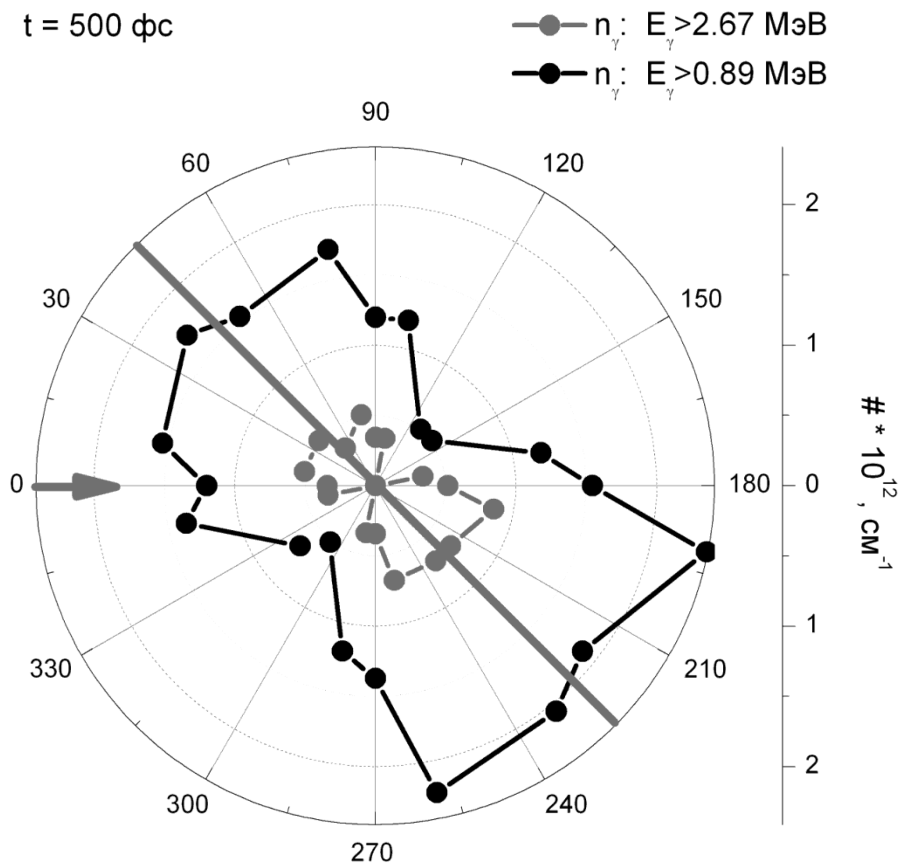


Рис. 24 Угловое распределение высокоэнергетичных гамма-квантов, достигших границ счетной области.

Оценим возможную степень ионизации атомов золота на поверхности мишени, используя модель, развитую в работе [42] для туннельной ионизации атомарного иона в переменном поле. В соответствии с этой моделью вероятность туннельной ионизации атомарного иона будет близка к единице, если его потенциал ионизации удовлетворяет следующему соотношению:

$$U_N \leq U_H \left(\frac{3}{2} \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_a} \right)^{2/3}, \qquad (15)$$

где U_N - N-ный потенциал ионизации атомарного иона, $U_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации атома водорода, $\mathcal{E}_a = 5.14 \cdot 10^9$ В/см – атомная единица напряженности электрического поля. Согласно результатам счета, при воздействии лазерного импульса с интенсивностью $I_0 = 10^{21}$ Вт/см^2 максимальная амплитуда электрического поля на фронтальной поверхности мишени достигает величины $\mathcal{E}_{\max} \approx 10^{12}$ В/см. Подставляя значение $\mathcal{E}_{\max}$ в формулу (15) получим $U_N = 598$ эВ, что соответствует 22-й степени ионизации атома золота (потенциал $U_{22} = 587.1$ эВ для золота рассчитан методом среднего иона [43]). Точные значения степени ионизации атомов мишени, а также распределение плотности электронов в мишени могут быть получены при моделировании взаимодействия лазерного импульса с мишенью с учетом динамики ионизации, что выходит за рамки настоящего исследования. Рассмотрим, тем не менее, вопрос о влиянии степени ионизации ионов золота на средние энергии электронов и генерируемых ими гамма-квантов, предполагая, что степень ионизации N одинакова для всех ионов мишени и не изменяется во времени, а в начальный момент распределение электронов и ионов по мишени однородно.

На рис. 25 показаны зависимости максимальных значений средних энергий электронов (кривая 1) и генерируемых ими гамма-квантов (кривая 2) от степени ионизации N. Теоретическая зависимость средней энергии гамма-квантов (кривая 3) получена из кривой 1 пересчетом по формуле (14). Пунктиром показана экстраполяция этих кривых в область бо́льших значений N. Как видно из рис. 25, с ростом степени ионизации средние энергии электронов и гамма-квантов уменьшаются, выходя на насыщение при $N > 5$. Сравнение кривых 2 и 3 на рис. 25 показывает, что полученная в счете средняя энергия гамма-квантов оказывается несколько меньше энергии гамма-квантов, полученной из средней энергии электронов путем пересчета по формуле (14).

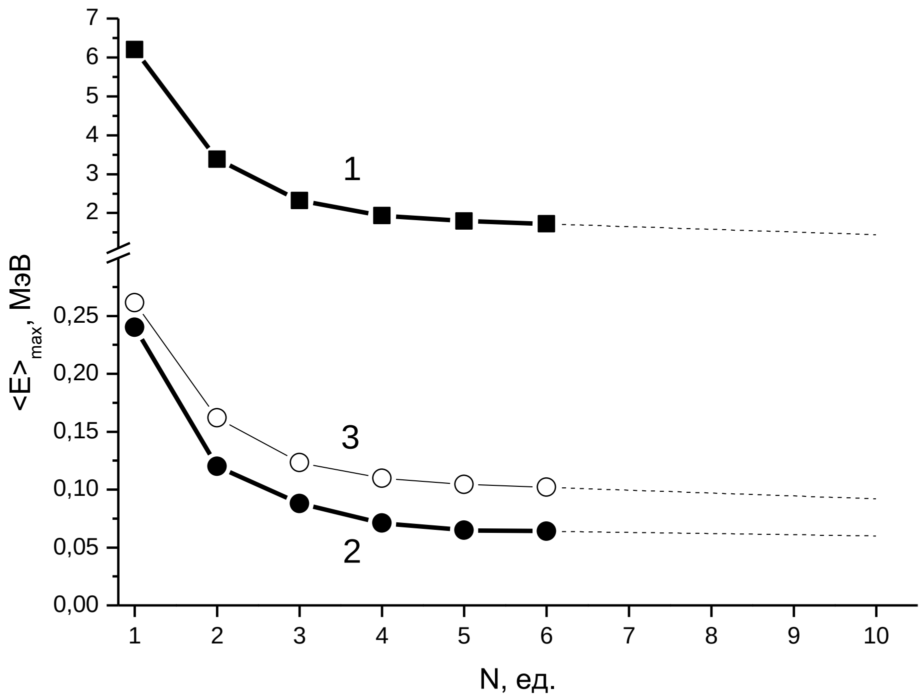


Рис. 25 Зависимости средних энергий электронов (кривая 1) и генерируемых ими гамма-квантов (кривая 2) от степени ионизации атомов мишени *N*. Кривая 3 получена из кривой 1 пересчетом по формуле (14).

3.3.5. Выводы

Проведено моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при наклонном падении нтенсивного фемтосекундного лазерного импульса на тонкопленочную мишень из золота. Показано, что в случае тонкопленочных мишеней средняя энергия гамма-квантов оказывается в десятки раз меньше средней энергии электронов. Предложена простая аппроксимационная формула (14), устанавливающая взаимно-однозначное соответствие между средней энергией электронов и средней энергией генерируемых ими гамма-квантов.

Исследованы угловые распределения электронов и гамма-квантов, достигших границ расчетной области. Получено, что угловые распределения высокоэнергетичных электронов, покидающих мишень, имеют два максимума - в направлениях падения и зеркального отражения лазерного импульса от мишени. В отличие от электронов угловое распределение гамма-квантов оказывается симметричным. Это связано с тем, что большинство гамма-квантов генерируются относительно низкоэнергетичными электронами, не покидающими мишени в течении всего времени расчета. Часто меняя направление при движении вдоль мишени, эти электроны имеют вероятность излучать гамма-кванты в различных направлениях. Однако, в случае высокоэнергетичных электронов, покидающих мишень, и генерируемых ими высокоэнергетичных гамма-квантов их угловые распределения практически повторяют друг друга. Проведена оценка возможной степени ионизации атомов мишени при рассматриваемых параметрах лазерного воздействия. Показано, что с ростом степени ионизации атомов мишени средние энергии электронов и генерируемых ими гамма-квантов существенно уменьшаются.

3.4. Моделирование источника нейтронов при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные мишени из дейтерида палладия.

3.4.1. Введение

Лазерно-плазменные источники нейтронов занимают уникальное положение среди короткоимпульсных нейтронных источников из-за своей сверхкороткой длительности и сверхмалого размера (точечности) [44]. Как было показано выше, при облучении интенсивными лазерными импульсами мишеней из дейтерированного полиэтилена толщиной в несколько микрон, длительность импульса нейтронов, возникающих в ходе реакции синтеза двух дейтронов (DD- реакции), составляет около двух пикосекунд [6, 8]. В отличие от DD- реакции, для эффективного протекания которой дейтроны должны иметь кинетическую энергию не менее 30 кэВ, реакция фоторасщепления дейтрона не требует сколь-нибудь значительной кинетической энергии дейтрона, необходимо лишь наличие гамма-квантов с энергией не менее 2.23 МэВ. Гамма-кванты с такой энергией могут возникать в релятивистской лазерной плазме, содержащей ионы с большим зарядом ядра Z, в результате тормозного излучения ускоренных лазерным импульсом высокоэнергетичных электронов [9, 44]. Время существования высокоэнергетичных электронов по порядку величины совпадает с длительностью воздействующего на мишень лазерного импульса. По этой причине источник нейтронов, связанный с протеканием фотоядерных реакций, может иметь длительность сравнимую с длительностью фемтосекундного лазерного импульса [44].

Перспективными для эффективного фоторасщепления дейтронов, представляются мишени, состоящие из тяжелого металла, например, палладия, с растворенным в нем дейтерием. В таких мишенях из-за большого заряда ядер металла эффективно протекает процесс генерации гамма- квантов тормозного излучения (сечение рассеяния пропорционально Z^2), кроме того концентрация дейтерия, растворенного в палладии, может достигать величин, сравнимых с твердотельными (например, в богатой дейтерием β – фазе дейтерида палладия PdD_x, значение $x > 0.6$ [45]).

В настоящем разделе при помощи двумерной XZ-версии PIC- кода KARAT исследуются физические механизмы, обуславливающие формирование нейтронных импульсов субпикосекундной длительности при воздействии интенсивного фемтосекундного лазерного излучения на мишени из дейтерида палладия, а также обсуждаются пути увеличения нейтронного выхода за счет оптимизации параметров лазерных импульсов и мишеней.

4.2. Описание модели реакции фоторасщепления дейтрона в PIC-коде KARAT

Для моделирования реакции фоторасщепления дейтрона был разработан и включен в код KARAT блок, состоящий из двух подпрограмм. В первой подпрограмме вычисляется и заносится в таблицу сечение реакции фоторасщепления дейтрона под действием гамма- кванта в лабораторной системе координат в соответствии с известными [38, 46] формулами, учитывающими электрическое (E) и магнитное дипольное (M) взаимодействие гамма- кванта с ядром дейтерия, $\sigma_{d\gamma}(\hbar\omega) = \sigma_E + \sigma_M$,

$$\sigma_E = \frac{8\pi}{3}\alpha\frac{\hbar^2}{M_P}\frac{\sqrt{I}\left(\hbar\omega - I\right)^{3/2}}{\left(\hbar\omega\right)^3}(1+\kappa\cdot a), \qquad \sigma_M = \frac{8\pi}{3\hbar c}\left(\mu_p - \mu_n\right)^2\frac{\sqrt{I\left(\hbar\omega - I\right)}\left(\sqrt{I}+\sqrt{I_1}\right)^2}{\hbar\omega\left(\hbar\omega - I + I_1\right)}; \qquad (16)$$

где $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, M_P - масса протона, I = 2.23 МэВ- энергия связи протона и нейтрона в ядре дейтрона, $\kappa = \sqrt{2\mu_D \cdot I} / \hbar$, (величина $1/\kappa$=4,32 10^{-13} см - приближенный радиус дейтрона), $\mu_D = 0.85742\mu_n$ - магнитный момент дейтрона, $\mu_n = -1.91315\frac{e\hbar}{2Mc}$- магнитный момент нейтрона, $\mu_p = 2.7927\frac{e\hbar}{2Mc}$ - магнитный момент протона, a = 1.5 10^{-13} см - радиус действия ядерных сил, I_1=0.067 МэВ – виртуальный уровень системы "протон-нейтрон" с нулевым спином.

Во второй подпрограмме в цикле по времени, в процессе самосогласованного моделирования содержащей дейтроны плазмы, облучаемой гамма- квантами, на каждом шаге по времени для каждой макрочастицы, соответствующей первичному гамма- кванту, вычисляется вероятность акта реакции расщепления дейтрона следующим образом. Во всей счетной области в каждом узле вычисляется плотность дейтронов n_d. Для конкретного макро гамма-кванта с определенной энергией $\hbar\omega$ из рассчитанной в первой подпрограмме таблицы берется полное сечение реакции σ и вычисляется вероятность $P = \sigma \cdot c \cdot n_d \cdot \Delta t$, где c - скорость света, Δt - шаг по времени. Далее вычисленная вероятность, которая при используемых счетных параметрах значительно меньше 1, сравнивается со случайным числом χ, и если вероятность меньше этого числа, то осуществляется переход к следующему макро гамма- кванту. В противном случае начинает разыгрываться акт расщепления дейтрона. Сначала находится дейтрон, ближайший к первичному гамма- кванту. Обе частицы уничтожаются. Затем из центра масс указанного дейтрона в противоположных направлениях запускаются нейтрон и протон со скоростями $V = \sqrt{\frac{\hbar\omega - I}{M}}$ в системе центра масс. Угол разлета в плоскости нормальной направлению гамма- кванта выбирается случайным, а угол θ между направлением разлета и направлением первичного гамма- кванта, в зависимости от реализовавшегося механизма (E-M), выбирается в соответствии с вероятностью, пропорциональной $\sin^2(\theta)$ или равномерно распределенной от 0 до π.

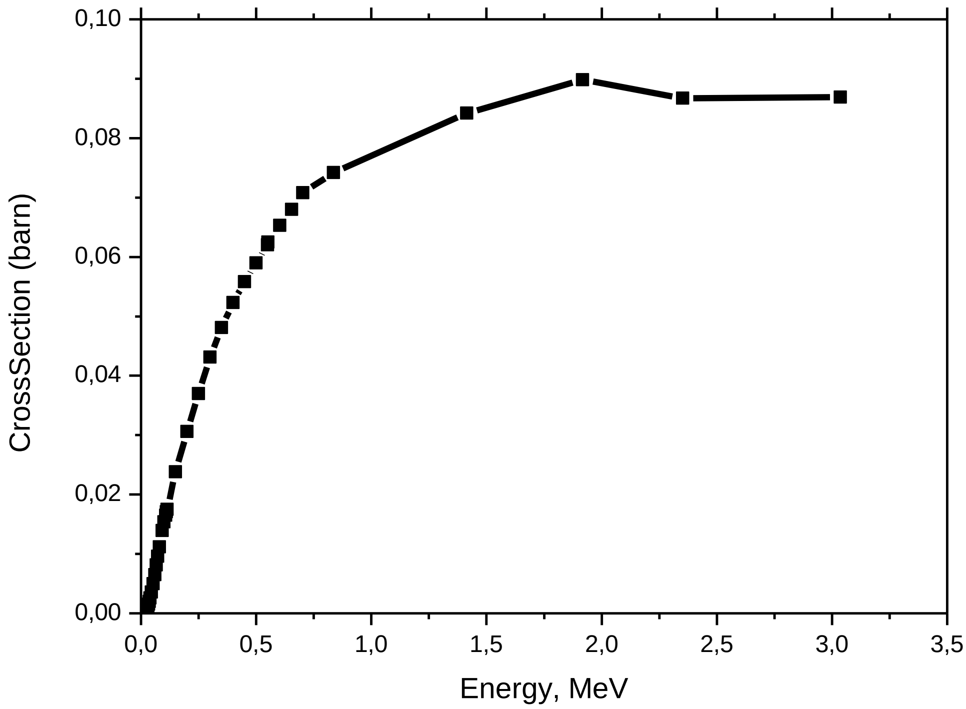


Рис. 26 Зависимость сечения реакции D(D,p)T от энергии ионов дейтерия.

После запуска нейтрона вычисляется его движение до прихода на границу счетной области, где фиксируются его параметры. Считается, что нейтрон внутри счетной области ни с чем не взаимодействует и движется с начальной энергией. Образовавшиеся в процессе фоторасщепления протоны участвуют в самосогласованном PIC-моделировании наряду с остальными заряженными частицами.

Помимо реакции фоторасщепления в расчете моделируется протекание реакций синтеза дейтронов (DD-реакции) по двум практически равновероятным каналам с выходом нейтрона и ядра ^{3}He, а также с выходом протона и ядра трития. Описание блока DD- реакции с выходом нейтрона и ядра ^{3}He приводилось в подразделе 3.2.2. Блок, моделирующий реакцию D+D→T+p+4.03 МэВ функционирует аналогично. Данные по сечению реакции, представленные на Рис. 26, взятые из нескольких источников [47-51], приведены в лабораторной системе отсчета.

Как и в случае вышеописанных реакций, вновь образовавшиеся протоны и ядра трития участвуют в самосогласованном PIC-моделировании наряду с остальными заряженными частицами.

3.4.3. Постановка задачи и обсуждение результатов моделирования

Расчетная область представляла собой квадрат с размерами 30 мкм по осям X и Z. Шаг сетки в обоих направлениях был равен 20 нм. Лазерный импульс запускался с левой границы счетной области и распространялся в положительном направлении оси Z. Граничные условия для электрических и магнитных полей на границах счетной области обеспечивали ввод и вывод излучения. Для макрочастиц все границы счетной области являлись поглощающими.

Мишень представляла собой слой из дейтерида палладия $PdD_{0.6}$ шириной $d_0 = 26$ мкм, рассматривались три значения толщины мишени $L = 1;\ 2;\ 3$ мкм. Для обеспечения лучшего поглощения лазерного излучения [52] фронтальная поверхность мишени задавалась гофрированной с периодом и глубиной гофрировки 0.5 мкм. Поскольку энергия движения частиц в поле моделируемого лазерного импульса на много порядков превышает энергию связи электронов в твердом теле мишени, мишень моделировалась как однородная бесстолкновительная плазма, состоящая из электронов с концентрацией $n_e = 3.427 \cdot 10^{23}$см$^{-3}$, ионов палладия Pd^{5+} с массой $m_{Pd} = 106{,}42\ m_p$, концентрацией $n_{Pd} =$

$6.12 \cdot 10^{22}$см$^{-3}$ и степенью ионизации $N = 5$, дейтронов D^+ с массой $m_D = 2m_p$ и концентрацией $n_D = 3.67 \cdot 10^{23}$см$^{-3}$, где m_p - масса протона.

Мишень облучалась по нормали лазерным импульсом линейной поляризации (электрическое поле – в плоскости XZ) со следующими параметрами: длина волны $\lambda = 1$ мкм, размер гауссова пятна облучения $r_0 = 15$ мкм с центром в точке x = 15 мкм, длительность гауссова импульса $t_0 = 50$ фс. В расчетах использовались значения интенсивности лазерных импульсов в диапазоне $I_0 = 2.5 \cdot 10^{20} - 4 \cdot 10^{21}$ Вт/см^2.

Отметим, что при воздействии лазерного импульса в указанном диапазоне интенсивностей на атомы палладия, их степень ионизации может существенно превосходить используемое в расчетах значение $N = 5$. Выбор этой величины обусловлен ограничением на максимальное количество макрочастиц, используемых в расчете, которое на доступной вычислительной технике не может существенно превышать 10^7. Влияние степени ионизации палладия на исследуемые процессы, протекающие в лазерной плазме, предполагается изучить в дальнейшем.

Поскольку расчет проводился в двухмерной геометрии, третье измерение (вдоль оси y) оставалось формально незадействованным. Поэтому величины, такие как полная энергия лазерного излучения, количество гамма-квантов, выход нейтронов и др., определялись на единицу длины (см) вдоль оси y. Предполагая, что пятно лазерного импульса является круглым, будем использовать размерный множитель $\sqrt{\pi} r_0 = 26.5 \cdot 10^{-4}$ см для пересчета требуемых физических величин в их естественную размерность.

На рис. 27 приводится зависимость от времени количества гамма-квантов $N_{\gamma,th}$ (пунктирная кривая) с энергией, превышающей порог фоторасщепления дейтрона $E_{th} = I = 2.23$ МэВ (см. формулу (16)), в пространственной области, которую в начальный момент времени занимала мишень толщиной L = 2 мкм при ее облучении лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 10^{21}$ Вт/см^2. Сплошная кривая на рис. 27 показывает полный выход нейтронов в единицу времени (флюенс) $F_{n\gamma}$, образовавшихся в ходе реакций фоторасщепления дейтронов мишени, в зависимости от времени.

Поведение обеих кривых на рис.27 практически одинаково в течение всего процесса фоторасщепления дейтронов, длящегося приблизительно 600 фс. Длительность нейтронного импульса, а также период времени, в течение которого высокоэнергетичные гамма- кванты находятся в мишени, вблизи атомов дейтерия, приблизительно равны друг- другу и составляют, соответственно, FWHM = 126 фс и 138 фс (полная ширина на половине амплитуды).

Таким образом, величина $F_{n\gamma}$ в нулевом приближении пропорциональна $N_{\gamma,th}$. Действительно, для полного выхода нейтронов в единицу времени, с учетом формулы для вероятности реакции фоторасщепления, имеем:

$$F_{n\gamma} = \frac{dN_{n\gamma}}{dt} \propto \frac{d}{dt}\left(\sum_{\gamma} \sigma(\hbar\omega)\cdot c\cdot n_d \cdot dt\right) \approx \sigma_{\max,\gamma}\cdot c\cdot n_{d0}\cdot N_{\gamma,th}, \qquad (17)$$

где суммирование ведется по всем гамма- квантам с энергией $\hbar\omega > E_{th}$, $N_{n\gamma}$ - полный выход нейтронов в реакциях фоторасщепления дейтрона, $\sigma_{\max,\gamma} = 0.002$ Барн - максимальное сечение реакции фоторасщепления дейтрона (достигаемое при энергии гамма- кванта $\hbar\omega = 4.3$ МэВ), $n_{d0} = 3.67\cdot 10^{23}$ см$^{-3}$ - начальная концентрация дейтронов. Подставляя в формулу (17) приведенные выше численные значения, а также максимальное значение $N_{\gamma,th} = 3.5\cdot 10^{10}$ (см. рис. 27), получим оценку сверху величины $F_{n\gamma} = 7.7\cdot 10^{17}$ с$^{-1}$, которая всего лишь на порядок превосходит точное значение $F_{n\gamma} = 7.67\cdot 10^{16}$ с$^{-1}$, полученное в расчете (полный выход нейтронов в данном случае равен $N_{n\gamma} = 11800$).

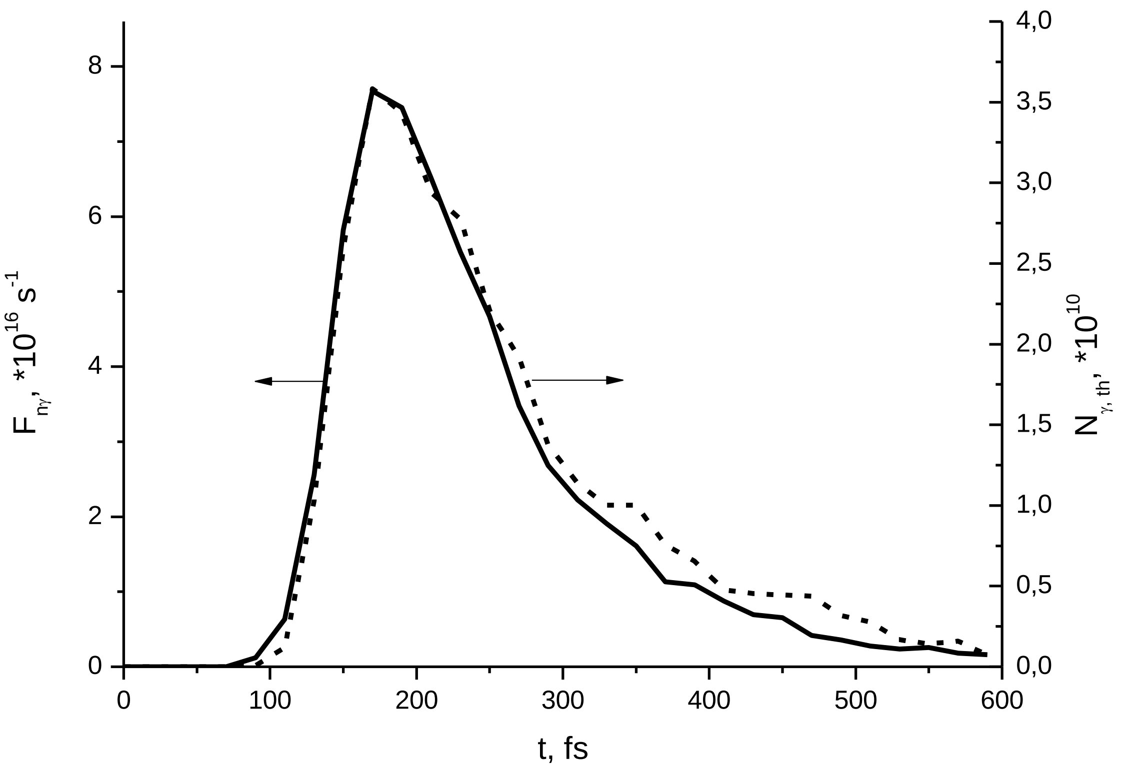


Рис. 27 Зависимость от времени выхода нейтронов в единицу времени $F_{n\gamma}$ в реакциях фоторасщепления дейтронов (сплошная кривая) и количества гамма- квантов $N_{\gamma,th}$ с энергией, превышающей E_{th} (пунктирная кривая) при L = 2 мкм и I_0 = 10^{21} Вт/см^2.

Энергетический спектр нейтронов, образующихся в ходе реакций фоторасщепления дейтронов, приведен на рис. 28 (сплошная кривая). Пунктирная кривая – аппроксимация спектра экспоненциальной функцией вида $A \cdot \exp(-E/T_{eff}) + B$, по которой можно определить эффективную температуру нейтронов $T_{eff} = 1.18$ МэВ. Она хорошо согласуется со средней энергией нейтронов, вычисленной усреднением по всем нейтронам $\langle E_n \rangle = 1$ МэВ, образовавшимся в ходе реакций фоторасщепления дейтронов при расчете кодом KARAT.

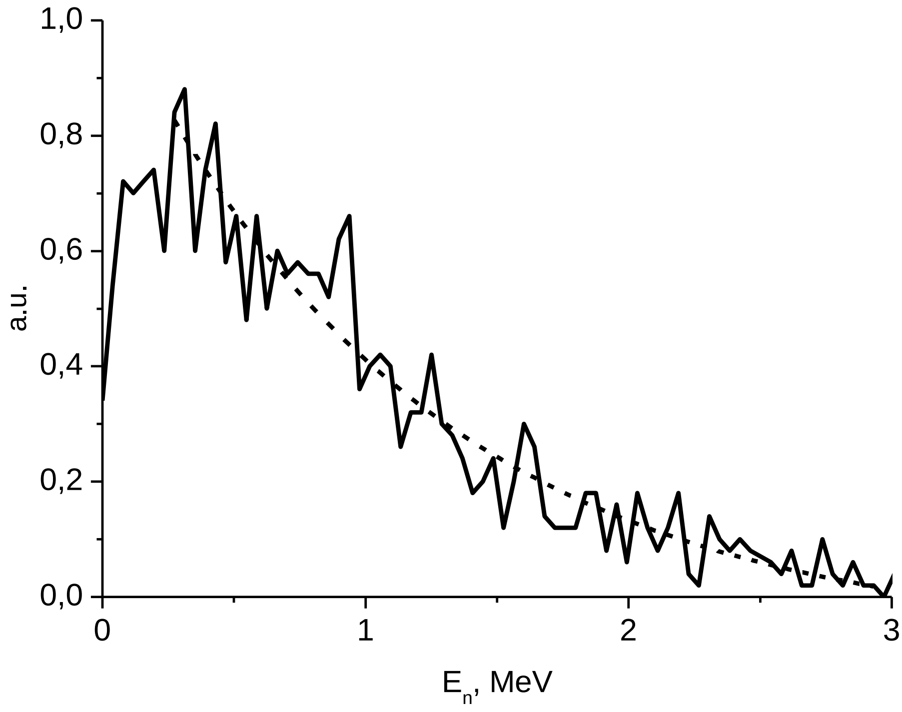


Рис. 28 Энергетический спектр нейтронов, образующихся в ходе реакций фоторасщепления дейтронов.

Таким образом, спектр нейтронов фоторасщепления является максвелловским, что отражает характер спектра гамма- квантов, участвующих в реакциях фоторасщепления дейтрона, образующихся, в свою очередь, в результате тормозного излучения высокоэнергетичных электронов, спектр которых также является максвелловским.

Помимо реакций фоторасщепления дейтронов, дополнительным источником нейтронов в лазерной плазме служат реакции синтеза дейтронов (DD- реакции), в ходе которых образуются нейтроны и ядра гелия ^{3}He.

В отличие от «термализованных» нейтронов, образующихся при фоторасщеплении дейтронов, нейтроны, возникающие в ходе DD-реакций имеют строго определенную кинетическую энергию 2.45 МэВ в системе центра масс. Отличие полученного при расчете спектра DD-нейтронов (рис. 29) от монохроматического связано с движением высокоэнергетичных дейтронов.

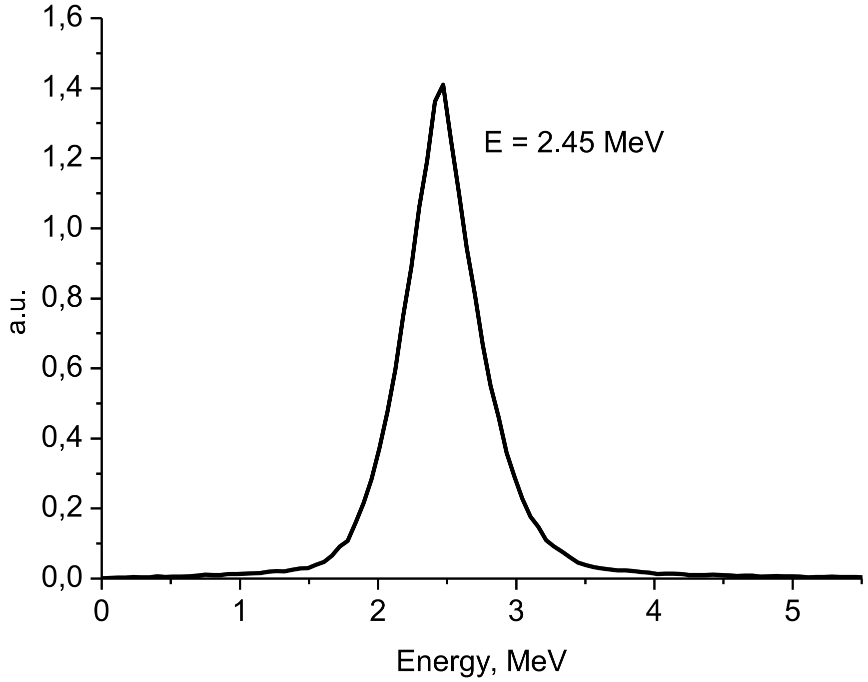


Рис. 29 Энергетический спектр нейтронов, возникающих в ходе DD- реакций.

Временная форма импульса источника нейтронов, образующихся в ходе DD- реакций, аналогична представленной на рис. 27. Однако, полный выход нейтронов N_{nD}, а также максимальная величина полнового выхода в единицу времени F_{nD}, в случае DD- реакций оказывается примерно на два порядка выше, чем соответствующие величины в случае реакций фоторасщепления дейтронов, поскольку максимальное значение сечения DD- реакции с выходом нейтрона ($\sigma_{\max,D} = 0.11$ Барн) в 55 раз выше максимального значения сечения реакции фоторасщепления дейтрона. Например, при облучении мишени толщиной L =2 мкм лазерным импульсом с интенсивностью I_0 = 10^{21} Вт/см^2 полный выход нейтронов составляет $N_{nD} = 6\cdot 10^6$, а максимальное значение величины F_{nD} достигает $F_{nD,\max} = 1.5\cdot 10^{19}$ с$^{-1}$.

На рис. 30 приводятся зависимости от толщины мишени длительностей импульсов нейтронов, образовавшихся в реакциях фоторасщепления дейтронов (кривая 1) и нейтронов, образовавшихся в ходе DD- реакций (кривая 2). Видно существенное различие поведение кривых 1 и 2: для нейтронов фоторасщепления длительность практически постоянна, а для DD- нейтронов она пропорциональна толщине мишени.

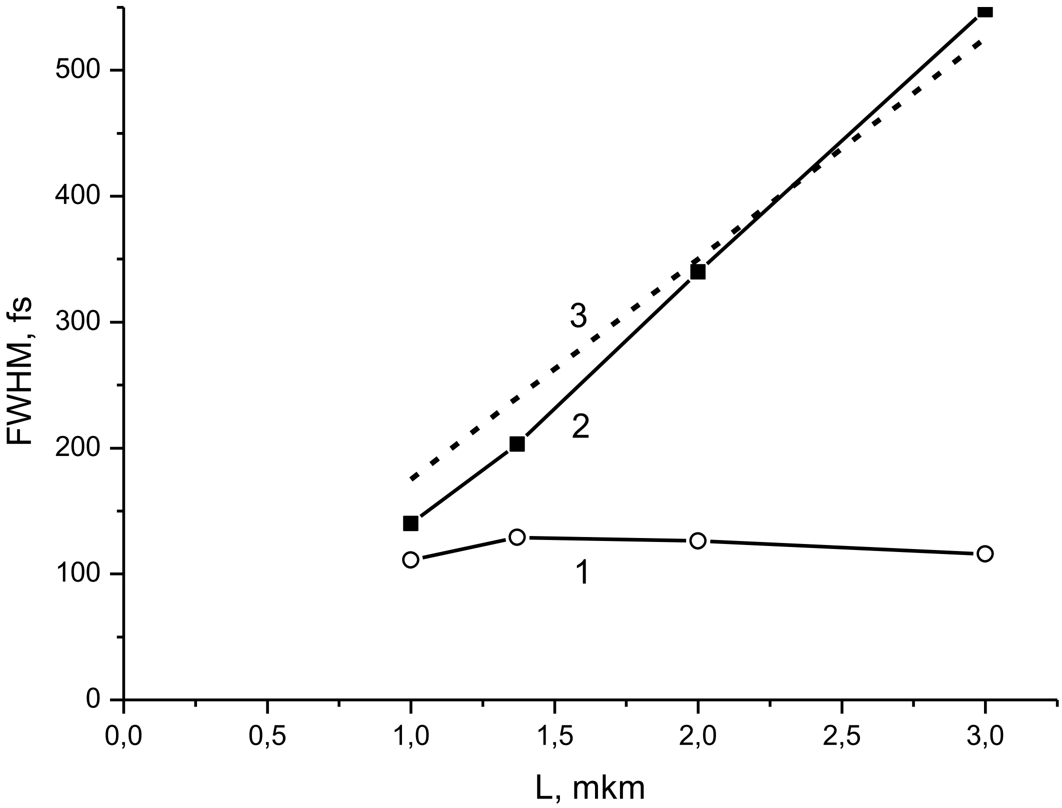


Рис. 30 Зависимость длительностей импульсов нейтронов, образовавшихся в реакциях фоторасщепления дейтронов (кривая 1) и в DD- реакциях (кривая 2) от толщины мишени L. Кривая (3) - расчет по формуле (19) при $I_0 = 10^{21}$ Вт/см^2 и $R = 0.1$.

Для объяснения такого поведения нейтронов рассмотрим вопрос о формировании потоков высокоэнергетичных дейтронов, участвующих в DD- реакциях. Как было показано в подразделе 3.2.3, при воздействии интенсивного фемтосекундного лазерного импульса на тонкую мишень, содержащую дейтерий, формируются три потока высокоэнергетичных дейтронов: поток с фронтальной поверхности мишени навстречу лазерному импульсу и поток с тыльной поверхности мишени по направлению лазерного импульса, обусловленные квазистатическими полями разделения зарядов на границах мишени, не дают существенного вклада в DD- реакции, в то время как поток дейтронов с фронтальной поверхности по направлению лазерного импульса (т.е. вглубь мишени), обусловленный световым давлением лазерного импульса, в основном обеспечивает протекание DD- реакций. Подобные потоки дейтронов формируются и в рассматриваемом случае.

Оценим скорость дейтронов на фронтальной поверхности мишени, ускоренных световым давлением лазерного импульса вглубь мишени. Из закона сохранения импульса, переданного излучением тонкому слою плазмы на поверхности мишени, для скорости этого слоя (фактически, для скорости дейтронов в этом слое) получаем (см., например, [53]):

$$V_D = \sqrt{\frac{P}{m_D n_D}} = \sqrt{\frac{2RI_0}{cm_D n_D}}, \qquad (18)$$

где $P = 2RI_0/c$ - световое давление, R- коэффициент отражения лазерного импульса от плазменной мишени.

Как было показано в подразделе 2.4.3 второй главы диссертации (см. также [54]), поскольку плазменная мишень является в целом квазинейтральной, то дейтроны, ускоренные на ее поверхности световым давлением, движутся сквозь плазменную мишень практически с постоянной скоростью V_D.

Очевидно, что ускоренные дейтроны участвуют в DD-реакциях с покоящимися дейтронами мишени в течение интервала времени их "баллистического" пролета сквозь мишень, поэтому длительность импульса нейтронов, образующихся в ходе DD- реакций, можно оценить по формуле:

$$\tau_{nD} = \frac{L}{V_D} = L\sqrt{\frac{cm_D n_D}{2RI_0}}\ , \qquad (19)$$

где, напомним, L - толщина мишени. Таким образом, длительность нейтронного импульса прямо пропорциональна толщине мишени и обратно пропорциональна корню из интенсивности лазерного импульса. На рис. 30 (кривая 3) приводится расчет по формуле (19) зависимости длительности нейтронного импульса от толщины мишени при $I_0 = 10^{21}$ Вт/см^2. Значение коэффициента отражения $R = 0.1$ определялось из результатов моделирования кодом KARAT, как отношение полной энергии лазерного излучения, отраженной от мишени толщиной $L = 2$ мкм, к полной энергии лазерного импульса.

Интересно отметить, что достаточно грубая модель (4) неожиданно хорошо описывает результаты моделирования кодом KARAT, приведенные на рис. 30 (кривая 2). Более того, формула (19) правильно описывает зависимость длительности импульса DD-нейтронов от интенсивности лазерного импульса, как это видно из сравнения кривых 2 и 3 на рис. 31.: кривая 2 показывает длительности импульсов нейтронов, образовавшихся в ходе DD- реакций в зависимости от интенсивности лазерного импульса, полученные из результатов моделирования кодом KARAT, а кривая 3 - ту же зависимость, рассчитанную по формуле (19) при $L = 2$ мкм и $R = 0.1$ (кривая 3).

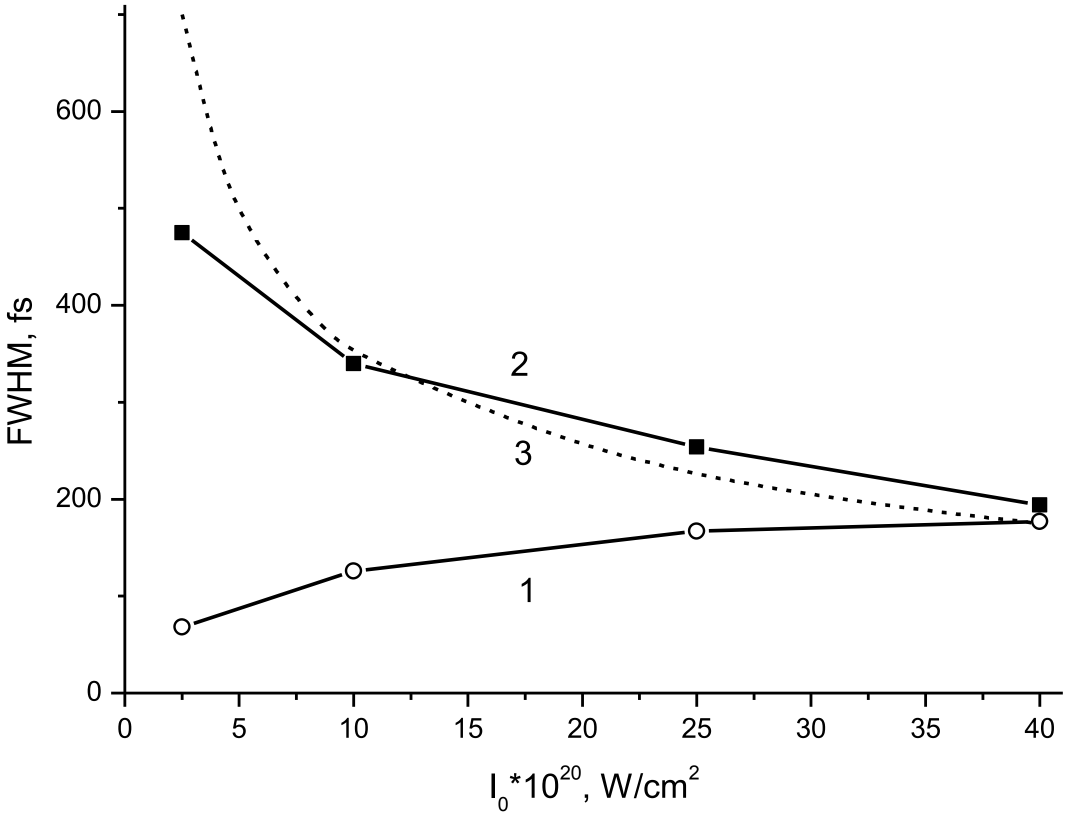


Рис. 31 Зависимость длительностей импульсов нейтронов, образовавшихся в реакциях фоторасщепления дейтронов (кривая 1), в DD- реакциях (кривая 2) от интенсивности лазерного импульса I_0. Кривая (3) - расчет по формуле (19) при L = 2 мкм и R = 0,1.

Если длительность импульса нейтронов, образованных в ходе DD-реакций уменьшается при увеличении интенсивности лазерного импульса (за счет уменьшения времени пролета мишени ускоренными дейтронами), то длительность импульса нейтронов, образованных в ходе реакций фоторасщепления дейтронов, наоборот, увеличивается (см. кривую 1 на рис. 31). Это связано с тем, что при увеличении интенсивности лазерного импульса увеличивается количество и максимальная энергия высокоэнергетичных электронов в мишени, и, соответственно, время, в течение которого возникают гамма- кванты с энергией, превышающей порог фоторасщепления дейтрона. При интенсивности I_0 = $4*10^{21}$ Вт/см^2 длительности импульсов DD-нейтронов и нейтронов фоторасщепления практически сравниваются и составляют 194 фс и 175 фс, соответственно. При этом полный выход нейтронов достигает значений $N_{nD} = 6.2 \cdot 10^6$ и $N_{n\gamma} = 9 \cdot 10^4$, соответственно. Напомним, что при интенсивности I_0 = 10^{21} Вт/см^2 соответствующие значения были равны $N_{nD} = 6 \cdot 10^6$ и $N_{n\gamma} = 1.2 \cdot 10^4$.Т.е. полный выход DD-нейтронов с ростом интенсивности выходит на насыщение за счет уменьшения длительности нейтронного импульса и увеличения вероятности DD- реакций, в то время как полный выход нейтронов фоторасщепления продолжает монотонно увеличиваться, поскольку и длительность нейтронного импульса и вероятность реакций фоторасщепления при увеличении интенсивности лазерного импульса растут. Логично предположить, что при дальнейшем существенном увеличении интенсивностей лазерных импульсов вклад реакций фоторасщепления дейтронов в выход нейтронов может стать определяющим.

Несмотря на то, что полученный полный выход нейтронов существенно ниже, чем у других нейтронных источников (например, современные ускорительные источники нейтронов обеспечивают порядка 10^{12} нейтронов за импульс [55]), значения плотности потока нейтронов в рассматриваемой задаче достигают рекордных величин из-за микронных размеров и субпикосекундной длительности нейтронных импульсов.

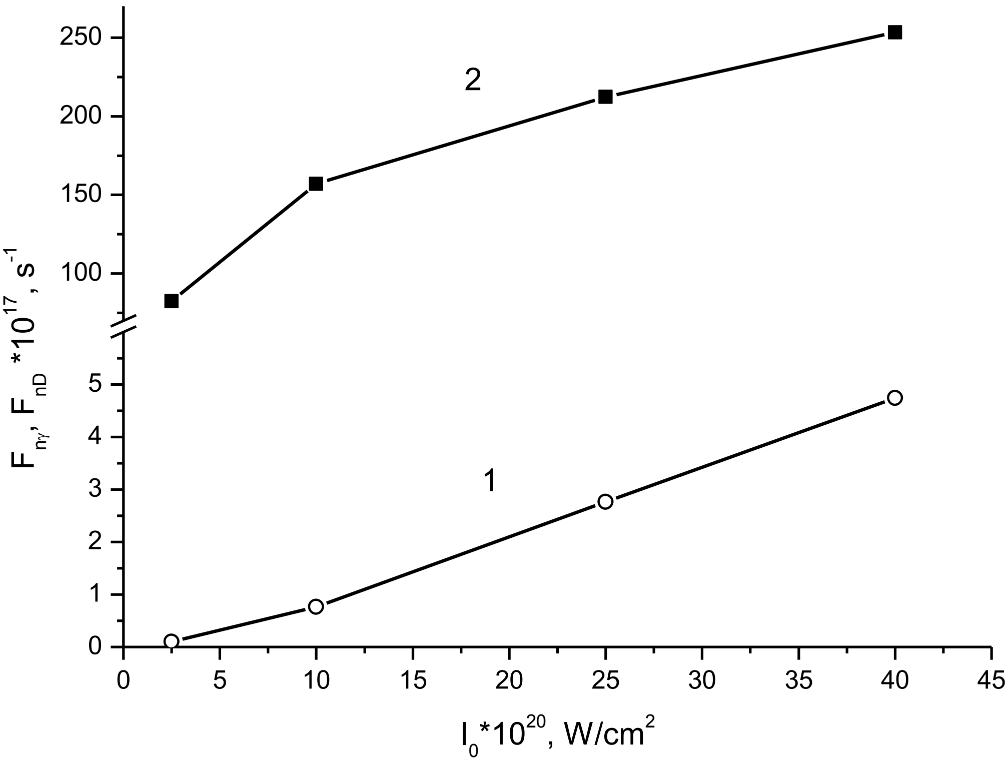


Рис. 32 Зависимости пиковых значений интенсивностей импульсов нейтронов, образованных в ходе реакций фоторасщепления дейтронов $F_{n\gamma}$ (кривая 1) и в ходе DD-реакций F_{nD} (кривая 2), от интенсивности лазерного импульса I_0 при $L = 2$ мкм.

Действительно, на рис. 32 приводятся зависимости пиковых значений интенсивностей импульсов нейтронов, образованных в ходе реакций фоторасщепления дейтронов $F_{n\gamma}$ и в ходе DD-реакций F_{nD}, от интенсивности лазерного импульса I_0. Как видно из рис. 32, при I_0 $>5*10^{20}$ Вт/см^2 пиковые значения интенсивности лазерно-плазменного нейтронного источника превышают величину 10^{19} нейтронов в секунду. Оценивая площадь нейтронного источника, как площадь лазерного пятна на мишени (10^{-5} см^2) получим максимальную плотность потока нейтронов не менее 10^{24} с$^{-1}$см$^{-2}$, что на восемь порядков превосходит максимальные плотности потоков существующих нейтронных источников (по данным обзора [55]).

Отметим в заключение, что для получения в релятивистской лазерной плазме нейтронных импульсов с рекордными значениями интенсивности и плотности потоков нейтронов, не требуется накладывать жесткие условия на величину контраста интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов – реакции фоторасщепления и ядерного синтеза дейтронов будут эффективно идти в лазерной плазме только после прихода основного фемтосекундного лазерного импульса. Образование предплазмы при воздействии на мишень лазерных предымпульсов будет играть положительную роль, увеличивая поглощение основного фемтосекундного лазерного импульса.

3.4.4. Выводы

При помощи двухмерной версии релятивистского электродинамического PIC- кода KARAT исследованы неупругие процессы, протекающие при воздействии интенсивных лазерных импульсов на мишени микронной толщины, состоящие из дейтерида палладия с высоким содержанием дейтерия. В самосогласованном электродинамическом расчете взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с плазменной мишенью учитывались процессы генерации гамма- квантов тормозного излучения при кулоновском рассеянии ускоренных электронов на ядрах палладия, реакции фоторасщепления дейтронов гамма- квантами, реакции ядерного синтеза дейтронов (DD- реакции).

Исследованы свойства импульсов нейтронов, образующихся в ходе реакций фоторасщепления дейтронов и DD- реакций. Показано, что длительность импульса нейтронов, возникающих в ходе реакций фоторасщепления дейтронов, определяется периодом времени, в течение которого в мишени образуются гамма- кванты с энергией, превышающей порог реакции фоторасщепления (2.23 МэВ).

Длительность импульса нейтронов, возникающих в ходе DD-реакций определяется временем «баллистического» пролета дейтронов, ускоренных световым давлением лазерного импульса на фронтальной поверхности мишени, сквозь объем мишени. Получена простая аналитическая формула, количественно описывающая зависимость длительности этого нейтронного импульса от толщины мишени и интенсивности лазерного импульса.

Показано, что несмотря на относительно невысокий полный выход ($6*10^6$ нейтронов за импульс), из-за микронных размеров пятна облучения мишени и субпикосекундной длительности импульса нейтронов, его пиковая интенсивность достигает величин порядка 10^{19} $с^{-1}$, характерных для самых мощных из существующих нейтронных источников, а максимальная плотность потока нейтронов 10^{24} $с^{-1}см^{-2}$, на восемь порядков превосходит максимальные плотности потоков существующих нейтронных источников.

3.5. Выводы Главы 3

Проведено моделирование эмиссии нейтронов при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на мишени из дейтерированного полиэтилена в диапазоне энергий лазерного излучения 0.2 - 20 Дж. Продемонстрирована возможность и объяснен механизм двадцатикратного увеличения выхода нейтронов при использовании слоистых мишеней из дейтерированного полиэтилена, с оптимальными размерами слоев и межслойными расстояниями порядка одного микрона.

Проведено моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при наклонном падении фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью 10^{21} Вт/см^2 на субмикронную мишень из золота. Показано, что в случае субмикронных металлических мишеней средняя энергия гамма-квантов оказывается в десятки раз меньше средней энергии электронов. Предложена простая аппроксимационная формула, устанавливающая взаимно-однозначное соответствие между средней энергией электронов и средней энергией генерируемых ими гамма-квантов.

Проведено рассчетно- теоретическое исследование лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения, возникающих при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{21} Вт/см^2 на мишени из дейтерида палладия микронной толщины. Учитывались процессы генерации гамма- квантов тормозного излучения при кулоновском рассеянии ускоренных электронов на ядрах палладия, реакции фоторасщепления дейтронов гамма- квантами, ядерные реакции синтеза дейтронов. Получены максимальные значения плотностей потоков нейтронов до 10^{24} н/(с·см^2), что на несколько порядков превышает значения, характерные для нейтронных источников не лазерных типов.

ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТРЕХМИКРОННОГО ДИАПАЗОНА С ВОДОЙ

4.1 Введение.

Взаимодействию лазерного излучения с жидкой водой посвящено множество работ, в первой из которых [1] излучением рубинового лазера облучалась вода, подкрашенная медным купоросом для создания полосы поглощения. При этом наблюдался светогидравлический эффект, заключающийся в сильном увеличении давления за счет взрывного вскипания воды в области поглощения лазерной энергии, сопровождающийся выплескиванием воды из зоны облучения.

После создания твердотельных лазеров трехмикронного диапазона [2-4] появилась возможность обеспечить за достаточно короткое время (~100 нс) весьма высокий энерговклад в объем чистой воды благодаря сильной полосе поглощения в этой области длин волн (коэффициент поглощения
$\alpha \geq 10^4$ см$^{-1}$). При взаимодействии интенсивного лазерного излучения трехмикронного диапазона с водой ее тонкий поверхностный слой оказывается перегретым значительно выше температуры кипения (вплоть до уровня, при котором парообразование происходит преимущественно на флуктуационных центрах – критических зародышах), распад которого сопровождается резким повышением давления вследствие процесса взрывного вскипания, который при определенных условиях может быть периодически повторяющимся [5-10]. Из численного расчета, проведенного в работах [5,6] в рамках одномерной тепловой модели, допускающей появление дополнительных поверхностей раздела фаз, следует, что процесс периодических взрывных вскипаний может иметь место в наносекундном диапазоне

длительностей лазерных импульсов при условии, что время зародышеобразования меньше 0,1 нс.

Свойства воды в перегретом метастабильном состоянии могут заметно отличаться от свойств в равновесном состоянии. В работах [11-19] исследовались проявления подобного метастабильного состояния при воздействии на воду трехмикронного излучения, при этом наблюдался ряд новых эффектов: увеличение пропускания воды с ростом мощности трехмикронного излучения, заметное уменьшение показателя преломления в области прозрачности, генерация звуковых импульсов, в том числе, субнаносекундных. Другим способом достижения сильно перегретого метастабильного состояния воды является облучение лазерными импульсами ближнего ИК- диапазона поглощающей подложки, на поверхность которой нанесен слой воды, прозрачный для лазерного излучения. Особенности взрывного вскипания воды в этом случае экспериментально и теоретически рассмотрены в работах [20-23].

Недавно авторами [24] был обнаружен эффект генерирования электрических импульсов (сигналов)[8] при воздействии на воду импульса гольмиевого YSGG:Cr^{3+}:Yb^{3+}:Ho^{3+} лазера на длине волны $\lambda = 2.92$ мкм (энергия в импульсе ~ 10 мДж, длительность τ_l ~ 150 нс, коэффициент поглощения в воде $\alpha = 1.3 \cdot 10^4$ $см^{-1}$) с интенсивностью ниже порога плазмообразования. В их экспериментах кюветы двух типов, наполненные дистиллированной водой, помещались между обкладками незаряженного конденсатора и облучались лазерными импульсами. Кювета первого типа была предназначена для облучения воды со свободной поверхностью, а кювета второго типа – для облучения воды в замкнутом объеме, где процесс поверхностного испарения воды

[8] Помимо термина « электрический импульс» мы будем использовать эквивалентный термин «электрический сигнал», что связано с методом регистрации в эксперименте электического импульса в воде в виде сигнала на осциллографе.

невозможен. При облучении воды в кюветах обоих типов, на обкладках конденсатора регистрировалась разность потенциалов (электрический сигнал) с амплитудой ~ 10 мВ.

Авторы [24] объясняли генерирование электрических импульсов в воде следующим образом. При воздействии лазерного импульса на воду первоначальный нагрев воды происходит в тонком поверхностном слое (~ 1 мкм). Повышенная температура в перегретом слое сдвигает константу диссоциационного равновесия воды в сторону роста концентрации ионов H^+ и OH^-. Продукты термической диссоциации диффундируют из зоны нагрева с разной скоростью, причем ион H^+ движется с большей скоростью, чем ион OH^-, т.е. происходит разделение зарядов. В дальнейшем разделение зарядов тормозится возникшим электрическим полем и затем прекращается из-за остывания воды и, следовательно, рекомбинации ионов. В работе [24] были получены оценочные значения амплитуды электрического импульса, обусловленного диффузионным разделением заряда, $U \sim 4$ мВ, при этом подчеркивался предварительный характер предложенной интерпретации. Однако возможности проведения более подробного изучения обнаруженного эффекта в этой работе были ограничены малыми амплитудами регистрируемого электрического сигнала, обусловленными низкой энергией применявшегося в экспериментах лазера.

В [25,26] были представлены результаты исследований эффекта генерирования электрического сигнала при взаимодействии с водой и рядом других полярных жидкостей мощного нецепного электроразрядного HF лазера, в спектре которого ($\lambda = 2.6 \div 3.1$ мкм) также присутствуют линии с экстремально большими ($\alpha \geq 10^4$ см$^{-1}$) коэффициентами поглощения в воде, а также CO_2 - лазера с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм (коэффициент поглощения в воде $\alpha = 980$ см$^{-1}$) при интенсивностях излучения ниже порогов плазмообразования. Высокая по сравнению с [24] энергия HF и CO_2 лазеров позволила увеличить регистрируемый электрический сигнал более чем на 2 порядка, что существенно расширило возможности набора данных, необходимых для интерпретации наблюдаемого явления. При облучении импульсами HF и CO_2 лазеров свободной поверхности воды, а также при облучении импульсами HF лазера воды, поверхность которой закрывалась прозрачной пластиной из плавленого кварца, были зарегистрированы электрические сигналы с амплитудами ~ 10 В и длительностями ~ 1 мс. Из других исследованных в [26] полярных гидроксилсодержащих жидкостей (спирты), заметный электрический сигнал наблюдался лишь при облучении глицерина.

В результате проведенных в [25-27] экспериментов были получены зависимости амплитуд электрического сигнала от энергии лазерного излучения, измерены пороги объемного взрывного вскипания воды при тех же условиях фокусировки излучения, и установлена однозначная связь эффекта генерирования электрических импульсов в воде с процессом объемного взрывного вскипания воды, как в случае свободной, так и в случае зажатой поверхности. На качественном уровне наблюдаемое явление было интерпретировано следующим образом. В случае облучения свободной поверхности электрический импульс генерируется в результате объемного взрывного вскипания воды, сопровождающегося сбросом и разбрызгиванием ее перегретого поверхностного слоя, разрушением электрического слоя на поверхности и разлетом электризованной паро-капельной смеси (баллоэлектрический эффект). В случае облучения поверхности воды, закрытой прозрачной пластиной, генерирование электрического импульса может происходить за счет разделения зарядов при отрыве поверхности воды от поверхности пластины паровым пузырем, образующимся в результате объемного взрывного вскипания, и перемещения заряженной поверхности воды при расширении и сжатии парового пузыря.

В работе [28] был исследован процесс генерирования электрических импульсов в воде при воздействии излучения HF лазера на нижнюю поверхность водного столба, помещенного в кювету с прозрачным для излучения дном. Верхняя поверхность водного столба при этом оставалась свободной. В работе было обнаружено, что в таких условиях облучения электрический сигнал имеет выраженную двухпичковую структуру, временной интервал τ между пичками, достигающий 1.2 мс при максимальной интенсивности воздействия, линейно зависит от энергии облучения и более, чем на порядок превышает время, в течение которого давление в паровой полости, образующейся при объемном взрывном вскипании воды в облучаемом тонком слое, превышает атмосферное. Было установлено, что второй пик электрического сигнала генерируется при захлопывании паровой полости.

В работе [29] исследовалось влияние на амплитуду электрического сигнала присутствующих в исследуемой системе тонких водных пленок, подвергающихся механическому воздействию (растяжению и сжатию) в процессе инициированного лазерным импульсом перемещения водного столба. Было зарегистрировано приблизительно десятикратное увеличение амплитуды электрического сигнала в присутствии водной пленки (водного контакта) между торцом ячейки и поверхностью плоскопараллельной кварцевой пластины, закрывающей ячейку с водой и контактирующей с верхней границей водного столба, по сравнению со случаем свободной верхней границы. Влияние тонкой водной пленки на параметры генерируемого электрического сигнала в работе объяснялось на качественном уровне следующим образом. В процессе инерционного перемещения водного столба, набравшего скорость на начальной стадии расширения паровой полости, тонкий водный слой подвергается растяжению и сжатию, в результате чего изменяется площадь водного контакта между верхним торцом кюветы и поверхностью пластины. Вследствие этого изменяется и энергия поверхностного натяжения, что должно приводить к скачку потенциала и, соответственно, к дополнительному генерированию электрического импульса по сравнению со случаем свободной верхней границы водного столба.

Таким образом, эффект генерирования электрических импульсов в воде при воздействии лазерного излучения трехмикронного диапазона был достаточно подробно исследован экспериментально, однако, теоретическая модель, описывающая обнаруженное явление не только на количественном, но и на качественном уровне не разработана.

Целью четвертой главы настоящей диссертации является построение теории эффекта генерирования электрических сигналов в воде при ее облучении лазерными импульсами инфракрасного диапазона с плотностью энергии ниже порога плазмообразования.

4.2. Моделирование эффекта генерирования электрических импульсов в воде с закрытой поверхностью под действием лазерного излучения.

Для построения математической модели эффекта генерирования электрических импульсов в воде под действием лазерного излучения трехмикронного диапазона была выбрана геометрия, отвечающая закрытой поверхности воды [30]. Это позволило не рассматривать такие процессы как поверхностное испарение, взрывное вскипание и разбрызгивание перегретого поверхностного слоя, имеющие место при облучении свободной поверхности воды. В модель закладывались следующие предположения о механизме генерирования электрических импульсов. В нагреваемом во время лазерного воздействия тонком слое воды происходит термическая диссоциация и первоначальное разделение зарядов вследствие разной скорости диффузии ионов H^+ и OH^-. При достижении температуры предельного перегрева в максимуме температурного профиля происходит взрывное вскипание, и образуется паровая полость, границы которой оказываются заряженными. В дальнейшем процессы разделения зарядов и генерирования электрического импульса происходят с учетом динамики расширения и сжатия паровой полости в ходе охлаждения жидкости.

Рассматриваемая нами модель описывает процесс генерирования электрического импульса в период времени от начала воздействия лазерного импульса на воду до захлопывания паровой полости вследствие охлаждения жидкости - по расчетам, порядка 100 мкс. Последующие кавитационные процессы при захлопывании паровой полости, не редко сопровождающиеся явлениями электрического пробоя и сонолюминесценции (см., например, [31] и цитированную там литературу), могут приводить к генерированию электрического сигнала и на более поздних временах (длительность сигналов, зарегистрированных в экспериментах [26-29], превышала 1 мс). Однако, на данном этапе, в нашей модели подобные процессы не рассматриваются.

4.2.1 Тепловая часть модели

На рис. 1 схематически показана геометрия рассматриваемой модели. В левом полупространстве ($z<0$) располагается кварц, прозрачный для лазерного излучения, а в правом полупространстве ($z>0$) – вода, нагреваемая лазерным импульсом с интенсивностью $I(t)=I_0\exp(-(t-2t_0)^2/t_0^2)$ при $t\geq 0$ (с максимальным значением I_0 при $t=2t_0$).

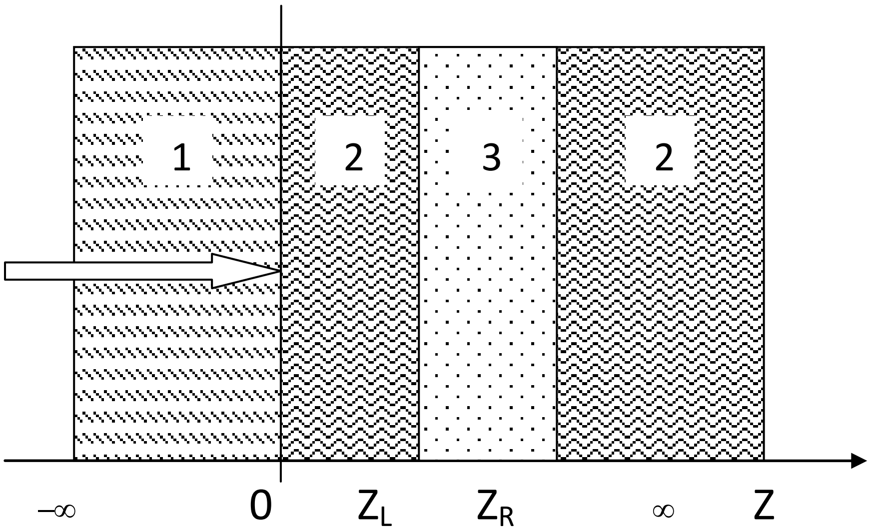


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии модели: 1 – кварц, 2 – вода, 3 – паровая полость, Z_L и Z_R – границы паровой полости. Стрелкой показано направление действия лазерного импульса.

Для нахождения температурных профилей $T_1(z,t)$ и $T_2(z,t)$ в кварце и воде, соответственно, будем использовать одномерные уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \chi_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}, \qquad z < 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \chi_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(t)}{c_2 \rho_2} e^{-\alpha z}, \qquad z > 0, \tag{2}$$

где χ_1 - температуропроводность кварца, $\chi_2, c_2(T), \rho_2(T)$ - температуропроводность, теплоемкость и плотность воды, α - коэффициент поглощения лазерного излучения в воде. В начальный момент $t = 0$ температуры воды и кварца считаются постоянными и равными $T_1(z,0) = T_2(z,0) = T_0$.

На границе раздела «кварц - вода» ($z = 0$) формулируется условие постоянства теплового потока

$$\kappa_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=0} = \kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0} \tag{3}$$

где $\kappa_1 = \chi_1 c_1 \rho_1$ и $\kappa_2 = \chi_2 c_2 \rho_2$ - теплопроводности кварца и воды, соответственно, c_1 и ρ_1 - теплоемкость и плотность кварца. Граничные условия постоянства температур в глубине кварца и воды имеют вид:

$$T_1(-\infty, t) = T_0, \tag{4}$$

$$T_2(\infty, t) = T_0. \tag{5}$$

В процессе нагрева воды лазерным импульсом в ней формируется температурный профиль с максимумом под поверхностью воды в точке $z_{\max}(t) > 0$ из-за стока тепла через границу раздела. При достижении температуры предельного перегрева $T_{th} \geq 0.9 T_c$ [32], где $T_c = 647$ K - критическая температура, в максимуме температурного профиля начинается процесс взрывного объемного вскипания, т.е. быстрого образования в этой области большого числа критических зародышей паровой фазы с размерами $d_c \leq 10$ нм [32]. Предполагается, что за достаточно короткое время рост и слияние этих зародышей приводят к образованию в области первоначального температурного максимума полости с начальной шириной $H_0 \propto d_c$, ограниченной плоскими поверхностями z_L и z_R с температурами T_L и T_R, соответственно. Под действием разности давления пара в полости и внешнего (атмосферного) давления происходит расширение (а затем, после охлаждения, сжатие) паровой полости. Поглощение лазерного излучения в паровой полости в модели не учитывается, а распределение температуры и плотности пара в полости считается однородным.

После взрывного вскипания и образования новых границ раздела, уравнения теплопроводности решаются в трех пространственных областях. В левом полупространстве $z < 0$ уравнение теплопроводности для кварца по-прежнему имеет вид (1) с граничными условиями (3) и (4). В области $0 \le z < z_L$ (между границей раздела $z = 0$ и левой границей паровой полости) эволюция температурного профиля описывается уравнением (2) с граничным условием (3) и испарительным граничным условием[9] в точке $z = z_L$:

$$\kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}\bigg|_{z=z_L} = -L(T_L)\left(g_m(T_L) - g_m^v(T_v)\right) - \left(g_E(T_L) - g_E^v(T_v)\right), \qquad (6)$$

где $L(T)$ - равновесная теплота испарения воды, $g_m(T)$ и $g_E(T)$ - потоки массы и энергии из жидкости в паровую полость, $g_m^v(T_v)$ и $g_E^v(T_v)$ - потоки массы и энергии из паровой полости в жидкость, T_v - температура пара в полости. Наконец, в области $z > z_R$ уравнение теплопроводности модифицируется:

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \chi_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + \frac{\alpha I(t)}{c_2 \rho_2} e^{-\alpha(z-H)}, \qquad (7)$$

где $H(t)$ - ширина паровой полости.

Граничное условие для уравнения (7) в точке $z = z_R$ имеет вид:

[9] Термодинамические и морфологические неустойчивости одномерной границы жидкость-пар, в данной модели для простоты не учитывались. Влияние теплофизических и оптических свойств вещества на устойчивость одномерного фронта испарения исследовано в работах [39-42].

$$\kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}\bigg|_{z=z_R} = L(T_R)\left(g_m(T_R) - g_m^v(T_v)\right) + \left(g_E(T_R) - g_E^v(T_v)\right). \qquad (8)$$

В глубине жидкости граничное условие для уравнения (7) описывается формулой (5).

Потоки массы $g_m(T)$, импульса $g_p(T)$ и энергии $g_E(T)$ из жидкости в паровую полость определяются в рамках модели кнудсеновского слоя [19] и равны, соответственно:

$$g_m(T) = \frac{P_s(T)}{\sqrt{2\pi kT/m}}(1-\lambda^{14}), \qquad (9)$$

$$g_p(T) = \frac{P_s(T)}{2}(1+\lambda^{15}), \qquad (10)$$

$$g_E(T) = \frac{7}{4}\sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}P_s(T)(1-\lambda^{16}), \qquad (11)$$

где $P_s(T)$ - давление насыщенного пара при температуре T, m - масса молекулы воды, k - постоянная Больцмана, параметр λ в случае числа Маха M = 1 в потоке испаренного вещества равен $\lambda = 0.89$ и не зависит от температуры [19]. Потоки из паровой полости $g_m^v(T_v)$, $g_P^v(T_v)$ и $g_E^v(T_v)$ определяются выражениями (9) - (11), в которых вместо $P_s(T)$ стоит давление пара $P = (N/SH)kT_v$, где N - число частиц пара, S - площадь поперечного сечения паровой полости.

Для вывода уравнения эволюции температуры T_v пара в полости будем считать его идеальным газом, и воспользуемся первым началом термодинамики

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt}, \qquad (12)$$

где $U = Nc_vT_v$ - внутренняя энергия, c_v - теплоемкость пара при постоянном объеме, Q - количество теплоты, подводимое к пару, W - работа, совершаемая паром при расширении. Изменения во времени величин U, Q, N и W определяются формулами:

$$\frac{dU}{dt} = c_v T_v \frac{dN}{dt} + c_v N \frac{dT_v}{dt} = c_v T_v \frac{S}{m} g_m^{\Sigma} + c_v N \frac{dT_v}{dt}, \tag{13}$$

$$\frac{dQ}{dt} = S g_E^{\Sigma}, \qquad \frac{dN}{dt} = S g_m^{\Sigma} / m, \tag{14}$$

$$\frac{dW}{dt} = PS \frac{dH}{dt} = \frac{mT_v}{H} \frac{dH}{dt}, \tag{15}$$

где

$$g_m^{\Sigma} = g_m(T_L) + g_m(T_R) - 2g_m(T_v), \qquad g_E^{\Sigma} = g_E(T_L) + g_E(T_R) - 2g_E(T_v),$$

а $\rho_v = mN / SH$ - плотность пара в полости. Подставляя формулы (13)-(15) в соотношение (12) после несложных преобразований получим уравнение, описывающее эволюцию температуры пара в полости:

$$\frac{dT_v}{dt} = \frac{mg_E^{\Sigma}}{c_v \rho_v H} - T_v \left(\frac{1}{c_v H} \frac{dH}{dt} - \frac{g_m^{\Sigma}}{\rho_v H} \right). \tag{16}$$

Для полного описания эволюции паровой полости уравнение (16) должно быть дополнено уравнением динамики расширения полости, которое следует из соотношения между давлением P и скоростью жидкости v в звуковой волне $P = \rho_l v_s v$:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{(g_p^v(T_v) + g_p(T_R) - P_0)}{v_s \rho_2(T_R)}, \tag{17}$$

где v_s - скорость звука в воде, $P_0 = 1$ Атм – внешнее давление.

Таким образом, система уравнений и граничных условий (1) - (17) составляет тепловую часть рассматриваемой модели. Вычисляемые в этой части модели температурные профили и параметры паровой полости используются далее для нахождения динамики разделения зарядов в воде в рамках электрической части модели.

4.2.2 Электрическая часть модели

Наличие резких температурных градиентов, возникающих в воде в процессе импульсного лазерного нагрева, приводит к появлению градиентов концентраций и диффузионных потоков ионов H^+ и OH^-, образующихся в ходе реакции диссоциации $H_2O \leftrightarrow H^+ + OH^-$ и всегда присутствующих в жидкой воде. Из-за различия (≈1.8 раз) коэффициентов диффузии $D_H(T)$ и $D_{OH}(T)$ ионов H^+ и OH^- , соответственно, в воде происходит первоначальное разделение зарядов, которое затем усиливается в ходе взрывного вскипания и расширения паровой полости. Именно процессы диффузии и взрывного вскипания определяют временную форму электрического импульса, возникающего в воде при импульсном лазерном воздействии.

Будем считать, что характерные времена рассматриваемых процессов много больше периода столкновений ионов с молекулами воды $\tau = \lambda / v_T \propto 10^{-11}$ с, где λ и v_T - длина свободного пробега и тепловая скорость иона. Тогда система уравнений, описывающих формирование и изменение во времени и пространстве концентраций $n_H(z,t)$ и $n_{OH}(z,t)$ ионов H^+ и OH^-, соответственно, в период времени до взрывного вскипания, запишется в виде:

$$\frac{\partial n_H}{\partial t} + \frac{\partial j_H}{\partial z} = \alpha_d - \beta n_H n_{OH}, \qquad j_H = \mu_H n_H E - D_H \frac{\partial n_H}{\partial z}, \tag{18}$$

$$\frac{\partial n_{OH}}{\partial t} + \frac{\partial j_{OH}}{\partial z} = \alpha_d - \beta n_H n_{OH}, \qquad j_{OH} = -\mu_{OH} n_{OH} E - D_{OH} \frac{\partial n_{OH}}{\partial z}, \tag{19}$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_2 E)}{\partial z} = 4\pi e \left(n_H - n_{OH} \right), \tag{20}$$

где j_H и j_{OH} - потоки ионов H^+ и OH^-, $\mu_H(T) = \frac{e}{kT} D_H(T),$ и $\mu_{OH}(T) = \frac{e}{kT} D_{OH}(T),$ - подвижности ионов, $E(z,t)$ - напряженность электрического поля в воде, $\alpha_d(T)$ - константа скорости реакции диссоциации $H_2O \to H^+ + OH^-$, $\beta = \alpha_d / n_s^2(T)$ - константа реакции рекомбинации, $n_s(T)$ - равновесная концентрация ионов H^+ и OH^- при температуре T, e - элементарный (положительный) заряд, $\varepsilon_2(T)$ - диэлектрическая проницаемость воды. Система уравнений (18)-(20) дополняется начальными условиями в момент времени $t = 0$,

$$n_H(z,0) = n_{OH}(z,0) = n_s(T_0), \qquad E(z,0) = 0, \qquad z > 0,$$

условиями отсутствия потоков ионов на границе «кварц - вода» ($z = 0$) и в глубине воды ($z \to \infty$):

$$j_H(z,t)\big|_{z=0} = j_H(z,t)\big|_{z\to\infty} = 0, \tag{21}$$

$$j_{OH}(z,t)\big|_{z=0} = j_{OH}(z,t)\big|_{z\to\infty} = 0 \tag{22}$$

а также граничным условием для напряженности электрического поля:

$$E(z,t) = 0, \qquad z \to \infty. \tag{23}$$

После взрывного вскипания и образования паровой полости, уравнения (18)-(20) решаются в двух пространственных областях ($0 \le z < z_L$ и $z > z_R$) с граничными условиями (21)-(23) и дополнительными условиями на новых границах раздела z_L и z_R:

$$j_H\big|_{z=z_L} = -\left(n_H(z_L)\frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} - n_H^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right), \tag{24}$$

$$j_{OH}\big|_{z=z_L} = -\left(n_{OH}(z_L)\frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} - n_{OH}^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right), \tag{25}$$

$$j_H\big|_{z=z_R} = \left(n_H(z_R)\frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - n_H^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right), \tag{26}$$

$$j_{OH}\big|_{z=z_R} = \left(n_{OH}(z_R)\frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - n_{OH}^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v} \right), \tag{27}$$

где n_H^v и n_{OH}^v - концентрации ионов H^+ и OH^- в паровой полости (распределение ионов в полости считается однородным). Правые части выражений (24)-(27) содержат разность потока ионов с поверхности испарения в паровую полость и потока, направленного из паровой полости на поверхность испарения. При этом считается, что поток ионов с поверхности испарения равен произведению концентрации ионов на этой поверхности на скорость фронта испарения $g_m(T)/\rho_2$, а поток ионов из паровой полости равен произведению концентрации ионов в паровой полости на скорость потока пара в направлении поверхности испарения $g_m^v(T_v)/\rho_v$. Эти потоки, а также расширение (сужение) полости, начиная с момента взрывного вскипания определяют изменение концентраций ионов H^+ и OH^- в паровой полости в соответствии с уравнениями:

$$n_H^v \frac{dH}{dt} + H \frac{dn_H^v}{dt} = n_H(z_L) \frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} + n_H(z_R) \frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - 2n_H^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v}, \tag{28}$$

$$n_{OH}^v \frac{dH}{dt} + H \frac{dn_{OH}^v}{dt} = n_{OH}(z_L) \frac{g_m(T_L)}{\rho_2(T_L)} + n_{OH}(z_R) \frac{g_m(T_R)}{\rho_2(T_R)} - 2n_{OH}^v \frac{g_m^v(T_v)}{\rho_v}. \tag{29}$$

В момент взрывного вскипания концентрации ионов в паровой полости полагаются равными $n_H^v = n_{OH}^v = n_s(T_{th})\rho_v^s(T_{th})/\rho_2(T_{th})$, где $\rho_v^s(T_{th})$ - плотность насыщенного пара при температуре T_{th}.

Поскольку распределение плотности ионов H^+ и OH^- в паровой полости считается однородным, уравнение (20) для напряженности электрического поля в ней легко интегрируется:

$$E(z,t) = \frac{4\pi e}{\varepsilon_v}\left(n_H^v - n_{OH}^v\right)\cdot z + const, \qquad z_L < z < z_R, \tag{30}$$

где $\varepsilon_v(\rho_v, T_v)$ - диэлектрическая проницаемость водяного пара. Определяя константу интегрирования $const$ из условия непрерывности вектора электрической индукции εE на правой границе полости $z = z_R$:

$$\varepsilon_v(\rho_v, T_v)E(z_R - 0) = \varepsilon_2(T_R)E(z_R + 0), \tag{31}$$

и подставляя ее в выражение (30) получим:

$$E(z,t)=\frac{\varepsilon_2(T_R)}{\varepsilon_v}E(z_R+0)-\frac{4\pi e}{\varepsilon_v}\left(n_H^v-n_{OH}^v\right)\cdot(z_R-z)\,,\ \ z_L<z<z_R\,. \qquad (32)$$

Условие, аналогичное (31), должно выполняться и на левой границе полости $z=z_L$:

$$\varepsilon_2(T_L)E(z_L-0)=\varepsilon_v(\rho_v,T_v)E(z_L+0)\,, \qquad (33)$$

откуда, используя (32), получим

$$E(z_L-0)=\frac{\varepsilon_2(T_R)}{\varepsilon_2(T_l)}E(z_R+0)-\frac{4\pi e}{\varepsilon_2(T_l)}\left(n_H^v-n_{OH}^v\right)H(t)\,. \qquad (34)$$

Формула (34) является граничным условием для уравнения (20) в области $0\le z<z_L$.

Разность потенциалов $\Delta\varphi(t)$ между точками $z=0$ и $z\to\infty$ (электрический сигнал) определяется интегрированием величины $(-E(z,t))$ по z в интервале между этими точками:

$$\Delta\varphi(t)=-\int_0^\infty E(z)dz=-\int_0^{Z_L-0}E(z)dz-\int_{Z_R+0}^{\infty}E(z)dz+\Delta\varphi_c(t), \qquad (35)$$

где

$$\Delta\varphi_c(t)=-\frac{\varepsilon_2(T_R)}{\varepsilon_v}E(z_R+0)\cdot H(t)+\frac{4\pi e}{\varepsilon_v}\left(n_H^v-n_{OH}^v\right)\cdot\frac{H(t)^2}{2} \qquad (36)$$

- разность потенциалов между границами паровой полости.

Поскольку диэлектрическая проницаемость воды ε_2 в десятки раз превосходит диэлектрическую проницаемость пара $\varepsilon_v\approx 1$, то величина напряженности электрического поля в паровой полости (32) оказывается более чем на порядок больше напряженности в окружающей жидкости. Поэтому разность потенциалов между границами паровой полости (36) вносит определяющий вклад в полный электрический сигнал $\Delta\varphi(t)$, что подтверждают численные расчеты, результаты которых представлены ниже.

4.2.3 Численные значения параметров задачи

В численных расчетах использовались следующие значения теплофизических параметров для кварца и воды: $\chi_1 = 8.5 \cdot 10^{-3}$ см^2/с, $c_1 = 0.74$ Дж/(г·К), $\rho_1 = 2.2$ г/см^3; $\chi_2 = 1.5 \cdot 10^{-3}$ см^2/с, $v_s = 1.5 \cdot 10^5$ см/с, $c_v = 1.8$ Дж/(г·К), $m = 3 \cdot 10^{-23}$ г. Зависимости величин ρ_2, c_2 и L от температуры для воды задавались в виде таблиц по данным [33], а зависимости $\varepsilon_2(T)$ и $\varepsilon_v(T)$ взяты из обзора [34]. Начальная температура кварца и воды выбиралась равной $T_0 = 300$ К, температура предельного перегрева воды $T_{th} = 583$ К .

Температурная зависимость $n_s(T)$ (см$^{-3}$) равновесных концентраций ионов H^+ и OH^- в воде, определялась по аппроксимационной формуле [35]:

$$n_s(T) = 6.022 \cdot 10^{20} \cdot 10^{(-601379/T - 23.6521 \cdot \lg T + 64.7013)/2}. \qquad (37)$$

Параметр скорости диссоциации $\alpha_d(T)$ описывался активационной формулой [36]:

$$\alpha_d(T) = A \cdot T \cdot \exp(-E_A / RT) \cdot n_2(T), \qquad (38)$$

где $A = 5.7 \cdot 10^{10}$ 1/(с·К) - константа, $E_A = 1.0 \cdot 10^5$ Дж/моль – энергия активации, $R = 8.3$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная, $n_2(T) = \rho_2(T)/m$ - концентрация молекул воды.

Зависимость коэффициентов диффузии ионов H^+ и OH^- в воде от температуры определялась в рамках модели твердых сфер $D \propto \sqrt{T}/n(T)$ [37]:

$$D_H(T) = \frac{D_H(T_0) \cdot n_2(T_0)}{\sqrt{T_0}} \frac{\sqrt{T}}{n_2(T)}, \qquad D_{OH}(T) = \frac{D_{OH}(T_0) \cdot n_2(T_0)}{\sqrt{T_0}} \frac{\sqrt{T}}{n_2(T)}, \qquad (39)$$

где $D_H(T_0) = 9.3 \cdot 10^{-5}$ см^2/с и $D_{OH}(T_0) = 5.3 \cdot 10^{-5}$ см^2/с – коэффициенты диффузии H^+ и OH^-, соответственно, в воде при $T_0 = 300$ К.

Коэффициент поглощения лазерного излучения выбирался равным $\alpha = 10^4$ см$^{-1}$, что соответствует поглощению эрбиевого лазера в воде [24], длительность лазерного импульса выбиралась равной $2t_0 = 150$ нс, а интенсивность I_0 варьировалась в широком диапазоне.

4.2.4 Электрический импульс в воде при интенсивностях ниже порога взрывного вскипания

Рассмотрим вначале динамику разделения зарядов в воде под действием лазерного импульса с интенсивностью $I_0 < I_{th}$, где $I_{th} = 1.19$ МВт/см^2 – пороговая интенсивность, определяемая из условия достижения в максимуме температурного профиля температуры предельного перегрева $T_{th} = 582$ К.

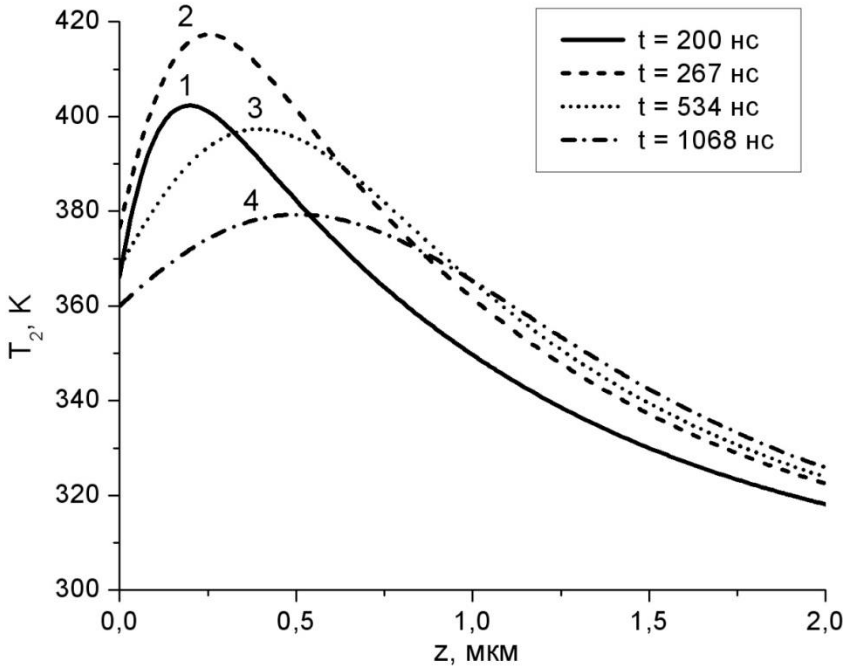


Рис. 2. Температурные профили $T_2(z)$ в различные моменты времени t при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 0.5$ МВт/см^2.

На рис. 2 приводятся температурные профили $T_2(z)$ в воде ($z > 0$) в различные моменты времени t при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 0.5$ МВт/см^2: $t = 0.75t_1$ (кривая 1), $t = t_1$ (кривая 2), $t = 2t_1$ (кривая 3) и $t = 4t_1$ (кривая 4), где $t_1 = 267$ нс - момент достижения максимальной температуры в воде $T_{\max} = 417$ К при данной интенсивности.

Как видно из рис. 2, максимум температурного профиля находится вблизи границы раздела «кварц-вода» и с течением времени смещается вглубь жидкости. В момент времени t_1 максимум температурного профиля находится на расстоянии $z = 0.25$ мкм от поверхности раздела. Разность температур в максимуме температурного профиля и на поверхности раздела сначала растет, достигая наибольшей величины $\Delta T_2 = 40$ К при $t \approx t_1$, а затем начинает уменьшаться.

Столь резкое изменение температуры на расстояниях меньше 1 мкм приводит к формированию значительных перепадов концентраций и диффузионных потоков ионов H^+ и OH^-, направленных из области максимума температурного профиля в сторону границы раздела «кварц-вода» и вглубь жидкости.

Поскольку коэффициент диффузии ионов H^+ превосходит коэффициент диффузии ионов OH^- почти вдвое, область вблизи температурного максимума оказывается обедненной ионами H^+, т.е. заряженной отрицательно, а области вблизи границы раздела и в глубине жидкости – положительно. На рис. 3 показано распределение плотности объемного заряда $\rho_c = e \cdot (n_H(z) - n_{OH}(z))$ в моменты времени $t = 0.75t_1$ (кривая 1), $t = t_1$(кривая 2), $t = 2t_1$ (кривая 3) и $t = 4t_1$ (кривая 4). С течением времени эти области расширяются и смещаются вглубь жидкости. Диффузионное разделение зарядов создает в воде электрическое поле, профили которого в различные моменты времени t приводятся на рис. 4: $t = 0.75t_1$ (кривая 1), $t = t_1$ (кривая 2), $t = 2t_1$ (кривая 3) и $t = 4t_1$ (кривая 4).

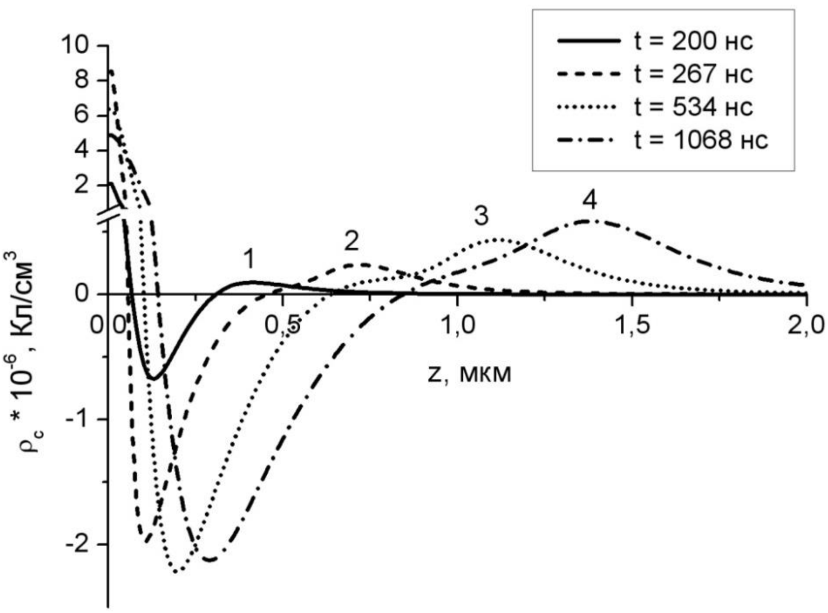


Рис. 3. Распределение плотности объемного заряда ρ_c в различные моменты времени t при интенсивности лазерного импульса $I_0 = 0.5$ МВт/см^2.

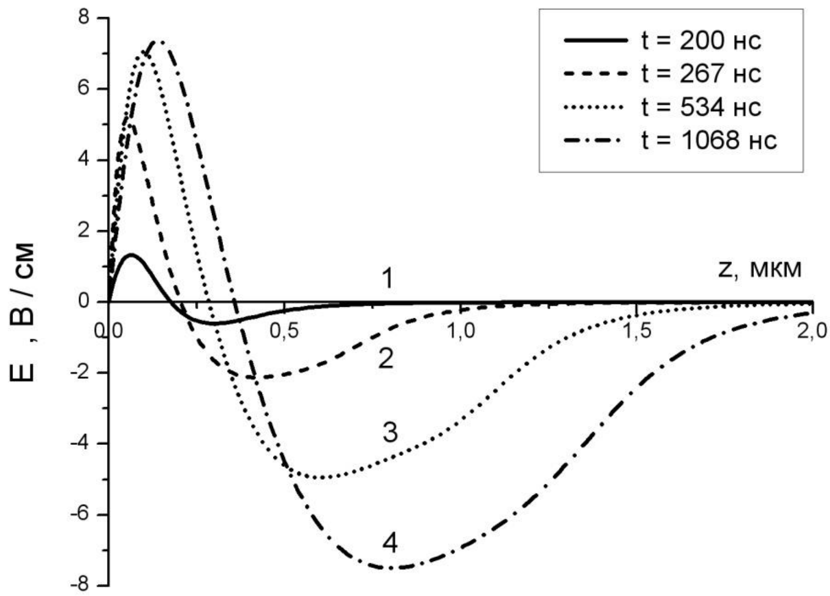


Рис. 4. Распределение электрического поля E в различные моменты времени t при интенсивности лазерного импульса $I_0 = 0.5$ МВт/см^2.

Вблизи границы раздела «кварц-вода» электрическое поле оказывается положительным, а в глубине жидкости – отрицательным. Скорость расширения v_{E+} области, в которой электрическое поле положительно, при $t = 0.75t_1$ равна $v_{E+} = 40$ см/с, и достигает значения $v_{E+} = 8$ см/с при $t = 4t_1$.

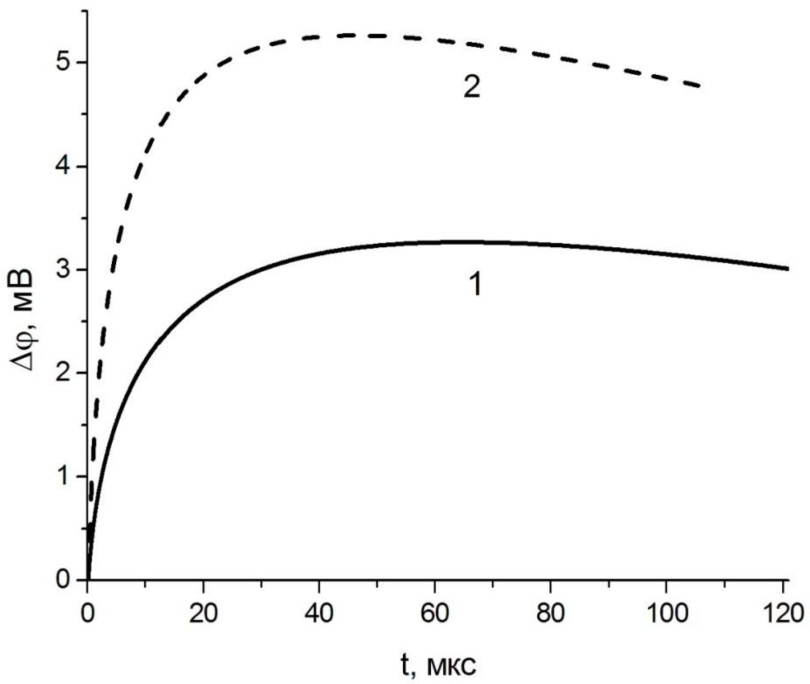


Рис. 5. Зависимости разности потенциалов $\Delta\varphi(t)$ между точками $z = 0$ и $z \to \infty$ (электрического сигнала) от времени t при облучении воды лазерными импульсами с интенсивностями $I_0 = 0.5$ МВт/см^2 (кривая 1) и $I_0 = 1$ МВт/см^2 (кривая 2).

Зависимость разности потенциалов $\Delta\varphi(t)$ между точками $z = 0$ и $z \to \infty$ (электрического сигнала) от времени при интенсивности лазерного импульса $I_0 = 0.5$ МВт/см^2 показана на рис. 5 (кривая 1). После резкого роста в первые микросекунды сигнал выходит на насыщение, достигает максимума $\Delta\varphi_{max} = 3.27$ мВ при $t = 65$ мкс, а затем медленно уменьшается. Такое поведение обусловлено тем, что электрическое поле, возникающее в воде вследствие диффузионного разделения зарядов, противодействует их дальнейшему разделению, а на больших временах обеспечивает сближение и рекомбинацию этих зарядов.

С ростом интенсивности лазерного излучения максимум электрического сигнала увеличивается, а время его достижения уменьшается. Так, при интенсивности $I_0 = 1$ МВт/см^2 (см. рис. 5, кривая 2) максимальное значение $\Delta\varphi_{\max} = 5.26$ мВ достигается за время $t = 46$ мкс.

Таким образом, в диапазоне интенсивностей лазерного излучения $0 < I_0 < I_{th}$ (ниже порога взрывного вскипания) электрический сигнал определяется диффузионным разделением зарядов, при этом его амплитуда не превышает 8 мВ.

4.2.5 Электрические импульсы в воде при интенсивностях выше порога взрывного вскипания

При воздействии на воду лазерного импульса с интенсивностью $I_0 = I_{th} = 1.19$ МВт/см^2 в момент времени $t_2 = 253$ нс в максимуме температурного профиля (в точке $z_{\exp} = 0.24$ мкм) происходит взрывное вскипание и формируется паровая полость. Температурные профили в воде в различные моменты времени t приводятся на рис. 6: $t = t_2$ (кривая 1), $t = 2t_2$ (кривая 2) и $t = 4t_2$ (кривая 3). Поскольку распределение температуры в паровой полости в нашей модели является однородным, области постоянной температуры на кривых 2 и 3 показывают ширину паровой полости.

В момент взрывного вскипания t_2 скорость расширения паровой полости максимальна и составляет 1000 см/с, в дальнейшем она резко уменьшается, достигая величины 130 см/с в момент $t = 1$мкс.

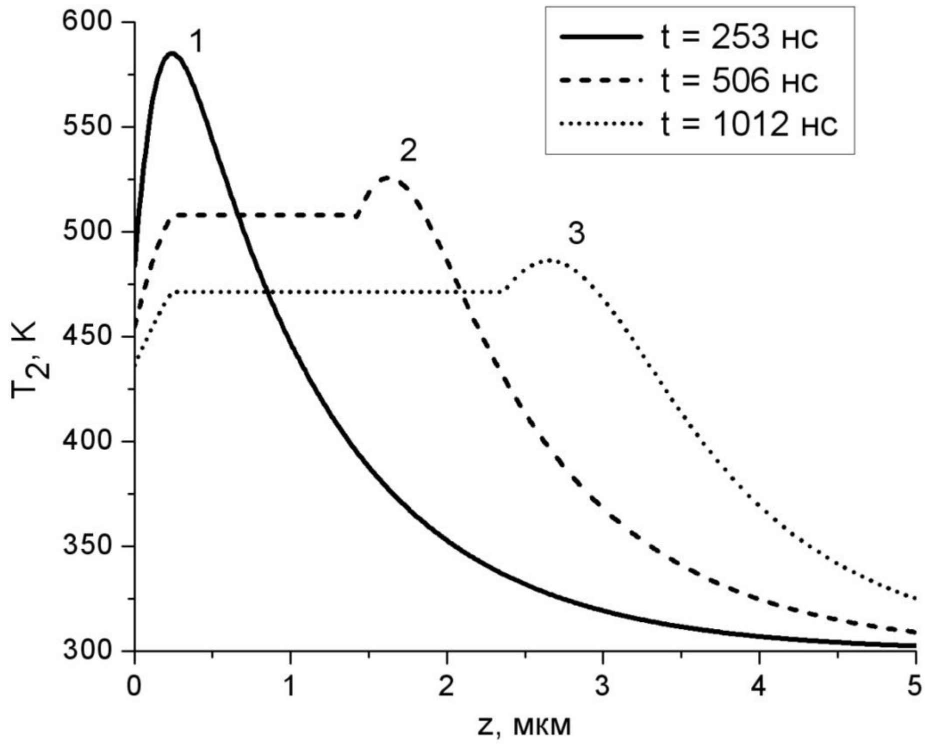


Рис. 6. Температурные профили $T_2(z)$ в различные моменты времени t при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 1.19$ МВт/см^2.

На рис. 7 приводятся профили электрического поля в воде в моменты времени t после взрывного вскипания: $t = t_2$ (кривая 1), $t = 2t_2$ (кривая 2) и $t = 4t_2$ (кривая 3). Распределение электрического поля в момент взрывного вскипания (кривая 1) определяется процессом диффузионного разделения зарядов, происходившим до взрывного вскипания, и имеет форму, аналогичную профилям поля на рис. 4. После взрывного вскипания и образования паровой полости форма электрического поля резко изменяется (кривые 2 и 3), поскольку на границах паровой полости поле скачком изменяется в ε_l раз, т.е. более чем на порядок (см. формулу (32)).

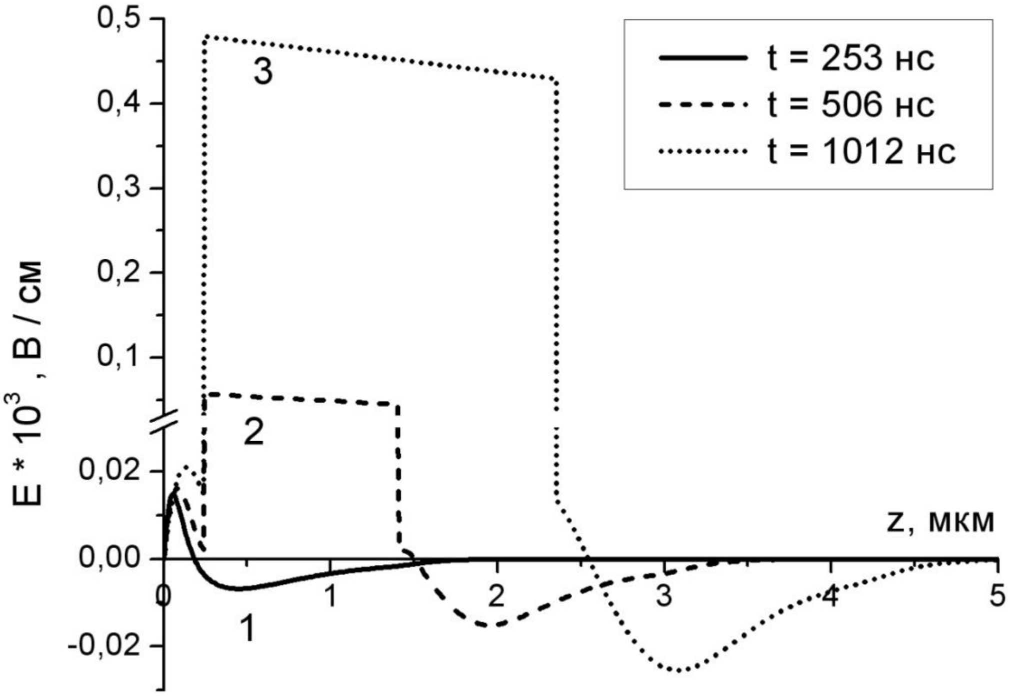


Рис. 7. Распределение электрического поля E в различные моменты времени t при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 1.19$ МВт/см^2.

Как видно из рис. 7, основной вклад в полный электрический сигнал $\Delta\varphi(t)$ после взрывного вскипания вносит электрическое поле в паровой полости. При этом в выражении (36) для разности потенциалов $\Delta\varphi_c(t)$ между границами паровой полости слагаемое $-\dfrac{\varepsilon_2(T_R)}{\varepsilon_v} E(z_R+0)\cdot H(t)$ оказывается определяющим. Поскольку величины ε_2, ε_v и $H(t)$ - всегда положительны, знак $E(z_R+0)$ определяет и знак электрического сигнала $\Delta\varphi(t)$ (за исключением тех моментов, когда $E(z_R+0)$ обращается в нуль, а также когда $E(z_R+0)$ стремится к нулю при $t\to\infty$).

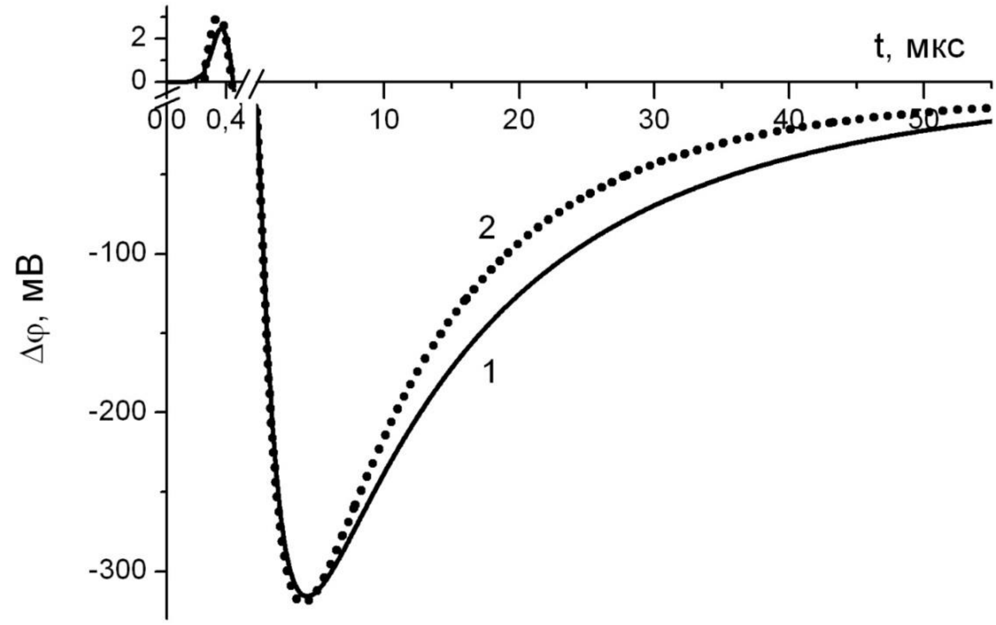


Рис. 8. Зависимость электрического сигнала $\Delta\varphi(t)$ (кривая 1) и величины $-(\varepsilon_2 E(t))^*\big|_{z_{\exp}} \cdot H(t)$ (кривая 2) от времени t при облучении воды лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 1.19$ МВт/см^2.

Зависимость электрического сигнала $\Delta\varphi(t)$ от времени приводится на рис. 8 (кривая 1). В промежутке времени от $t = 0$ до момента взрывного вскипания $t = t_2$ электрический сигнал возрастает подобно сигналу на рис. 5. Поскольку в момент взрывного вскипания паровая полость образуется в области отрицательного электрического поля ($z_{\exp} = 0.24$ мкм), сигнал $\Delta\varphi(t)$ в течении 193 нс после взрывного вскипания (до момента времени $t = 446$ нс) остается положительным. Однако, в дальнейшем, процесс разделения зарядов приводит к тому, что паровая полость оказывается в области положительного поля, и электрический сигнал становится отрицательным.

Отметим, что паровая полость слабо влияет на динамику разделения зарядов в ограничивающих ее слоях жидкости. Потоки ионов, проходящие через паровую полость, обеспечивают темп разделения зарядов, соответствующий диффузионному разделению при отсутствии паровой полости. На рис. 8 (кривая 2) приводится зависимость от времени величины $-(\varepsilon_2 E(t))^*\big|_{z_{\exp}} \cdot H(t)$, где $-(\varepsilon_2 E(t))^*\big|_{z_{\exp}}$ - значение функции $-\varepsilon_2 E(t)$ в точке $z = z_{\exp}$, вычисленное при условии, что взрывное вскипание не происходит и паровая полость не образуется. Как видно из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 8, величина $-(\varepsilon_2 E(t))^*\big|_{z_{\exp}} \cdot H(t)$ хорошо описывает положения и значения экстремумов сигнала $\Delta\varphi(t)$, заметно отклоняясь от него только при $t > 10$ мкс.

Таким образом, после взрывного вскипания и образования паровой полости основной вклад в полный электрический сигнал $\Delta\varphi(t)$ вносит электрическое поле в паровой полости.

На рис. 9 приводятся зависимости амплитуд электрических сигналов от интенсивности лазерного импульса I_0: кривая 1 - максимальное положительное значение $\Delta\varphi(t)$ (см. рис. 5) в интервале интенсивностей ниже порога взрывного вскипания $I_0 < I_{th} = 1.19$ МВт/см^2; кривая 2 – минимальное отрицательное значение $\Delta\varphi(t)$ (см. рис. 8) в интервале интенсивностей выше порога взрывного вскипания $I_{th} \le I_0 \le 1.4$ МВт/см^2 (интервал ограничен интенсивностью $I_0 = 1.4$ МВт/см^2 , поскольку при дальнейшем увеличении интенсивности максимальная температура воды начинает превосходить критическую температуру T_c и рассматриваемая модель становится, вообще говоря, не применимой). Вертикальной штриховой линией показана пороговая интенсивность I_{th}.

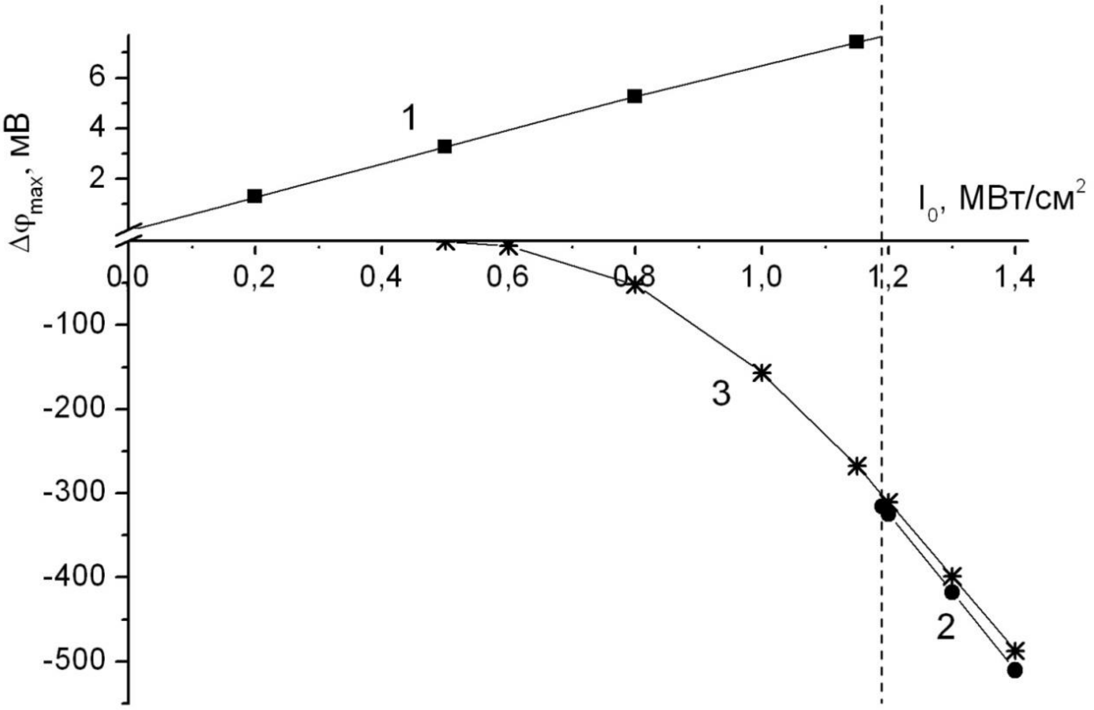


Рис. 9. Зависимости амплитуд электрических сигналов от интенсивности лазерного импульса I_0: кривая 1 - максимальное положительное значение $\Delta\varphi(t)$ при $I_0 < I_{th} = 1.19$ МВт/см^2; кривая 2 – минимальное отрицательное значение $\Delta\varphi(t)$ при $I_{th} \le I_0 \le 1.4$ МВт/см^2; кривая 3 - минимальное отрицательное значение сигнала $\Delta\varphi(t)$ от I_0 в случае вскипания воды на бинодали.

Из рис. 9 видно, что зависимости 1 и 2 являются линейными функциями от I_0, несмотря на нелинейность процессов, приводящих к возникновению разности потенциалов $\Delta\varphi(t)$.

Обратим внимание, при превышении интенсивности лазерного импульса порога взрывного вскипания минимальная величина отрицательного сигнала $\Delta\varphi(t)$ скачком изменяется от нуля до величины – 316 мВ. Подобный скачок электрического сигнала связан с аналогичным поведением зависимости максимальной ширины паровой полости от интенсивности I_0: при интенсивности $I_0 < I_{th}$ паровая полость не возникает, а при $I_0 = I_{th}$ максимальная ширина паровой полости составляет 4.4 мкм. Поскольку взрывное вскипание происходит при достижении температуры T_{th}, жидкость оказывается сильно перегретой относительно бинодали $T_s(P)$ (температуры, при которой возможно формирование паровой полости в условиях квазистатического нагрева), при этом тепловая энергия, запасенная в перегретой жидкости, обеспечивает расширение паровой полости.

Кривая 3 на рис. 9 описывает минимальное отрицательное значение сигнала $\Delta\varphi(t)$ от I_0 в случае вскипания воды при достижении температуры $T_s(P)$. Поскольку температура $T_s(P)$ зависит от давления в жидкости, вскипание воды происходит на заднем фронте лазерного импульса, когда давление в воде, обусловленное ее тепловым расширением, начинает снижаться (в первом приближении, импульс давления на границе «кварц-вода» пропорционален форме лазерного импульса $I(t)$; точные формулы для импульса давления, используемые в расчете $T_s(P)$, приводятся в работе [19]). При интенсивностях $I_0 \le I_{th}^*$, где $I_{th}^* = 0.31$ МВт/см^2 - пороговая интенсивность достижения бинодали, вскипания воды не происходит, поскольку температура воды в этом диапазоне интенсивностей не превышает температуру кипения воды 373 К. При $I_0 > I_{th}^*$ минимальное отрицательное значение сигнала $\Delta\varphi(t)$ плавно увеличивается от нуля до величины -487 мВ при $I_0 = 1.4$ МВт/см^2. Как видно из рис. 9, кривые 2 и 3 на интервале $I_{th} \le I_0 \le 1.4$ МВт/см^2 практически совпадают.

Таким образом, по форме зависимости амплитуды электрического сигнала от интенсивности лазерного импульса можно судить о степени перегрева жидкости относительно бинодали в момент ее взрывного вскипания.

4.2.6 Выводы

Существующие в процессе лазерного нагрева воды резкие перепады температуры, градиенты концентраций и диффузионные потоки ионов H^+ и OH^- приводят к разделению зарядов, появлению в жидкости электрического поля и генерированию электрических импульсов в воде. При возникновении паровой полости в результате взрывного вскипания перегретого поверхностного слоя воды основной вклад в электрический сигнал дает разность потенциалов на границах полости, поскольку электрическое поле в полости в десятки раз превышает электрическое поле в окружающей жидкости.

В диапазоне интенсивностей лазерного излучения, не превышающих порога взрывного вскипания, электрический сигнал оказывается знакопостоянным и имеет монополярную форму, при этом его амплитуда не превышает десяти милливольт.

Электрический сигнал при интенсивностях выше порога взрывного вскипания - знакопеременный, имеет биполярную форму, а его максимальная величина достигает сотен милливольт.

При превышении порога взрывного вскипания форма и амплитуда электрического сигнала изменяются скачком. Поэтому резкое изменение этих характеристик в ходе эксперимента может являться признаком достижения порога взрывного вскипания.

4.3 Временная структура электрического сигнала при взаимодействии излучения HF лазера с донной поверхностью столба воды

4.3.1. Результаты эксперимента по генерированию электрических импульсов в воде при облучении HF лазером донной поверхности водного столба

Схема экспериментальной установки приведена на рис.10 (а). Кювета для воды представляла собой вертикально ориентированный отрезок кварцевой трубки (плавленый кварц) с внутренним диаметром 35 мм и длиной l=30÷80 мм, к нижнему торцу которого было приварено окно из плавленого кварца толщиной 9 мм. Высота водного столба d варьировалась в пределах d=10÷80 мм.

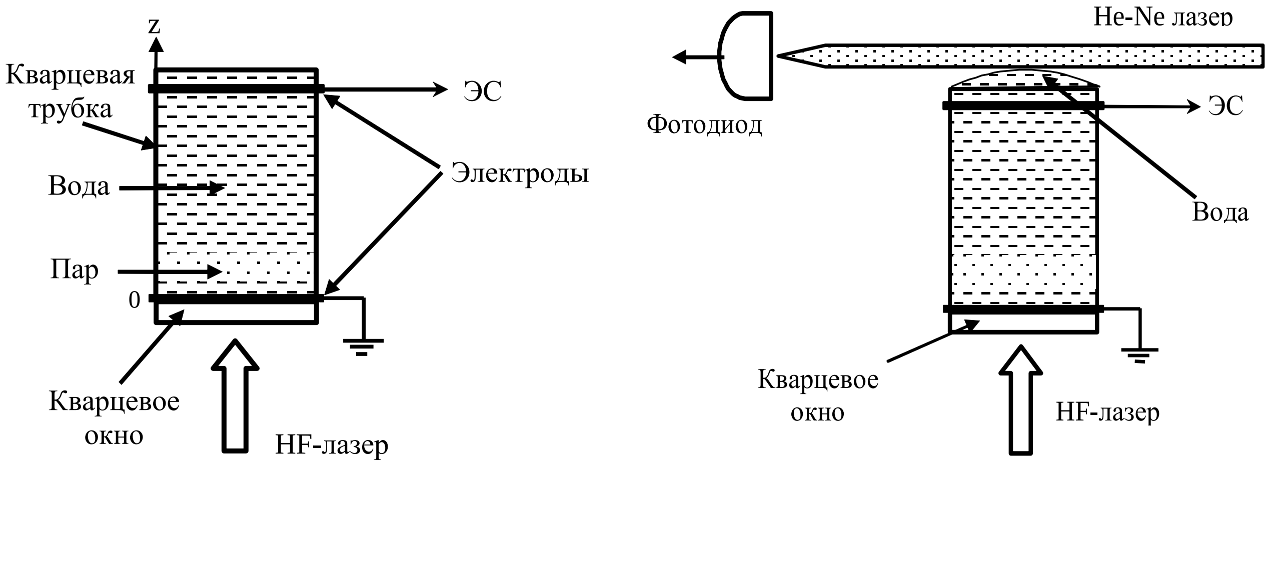


Рис. 10. Схема экспериментальной установки: а) – схема облучения воды; б) – схема контроля перемещения свободной поверхности воды.

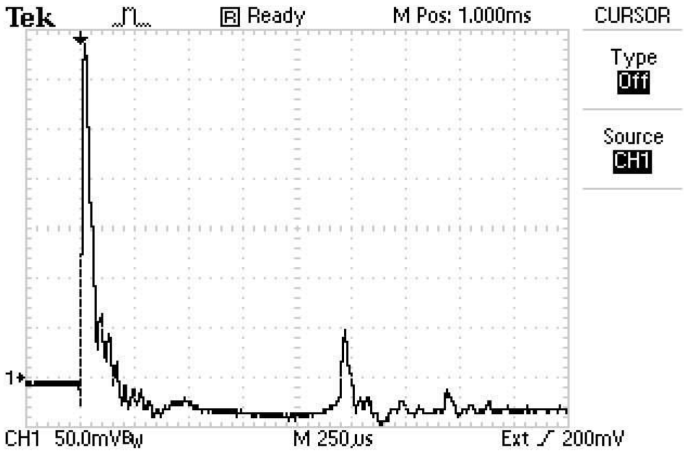
Излучение нецепного электроразрядного HF лазера вводилось в кювету снизу через кварцевое окно, верхняя граница водного столба, в отличие от условий экспериментов в [26, 27], оставалась свободной.

Распределение плотности энергии излучения лазера W по радиусу пятна фокусировки r на поверхности исследуемого объекта с хорошей точностью аппроксимировалось гауссовой кривой $W(r)=W_0 \cdot \exp(-r^2/a^2)$ с величиной параметра a=8.5 мм. Длительность лазерного импульса по полувысоте τ_p и максимальная энергия излучения E на поверхности воды за кварцевым окном составляли, соответственно τ_p=140 нс и E=1.3 Дж. Спектральной селекции излучения HF лазера не проводилось. Электрический сигнал снимался с кольцевых электродов, огибающих кварцевую трубку по линии ее сварки с окном внизу и по верхнему краю, и подавался на осциллограф через повторитель напряжения, аналогично [26].

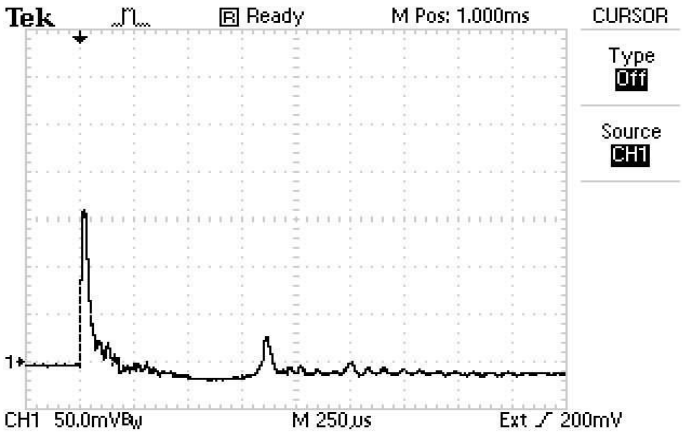
В ряде экспериментов контролировалось перемещение свободной поверхности воды, вызываемое лазерным воздействием. С этой целью, как показано на рис.10 (б), над кюветой пропускался тонкий луч (диаметром ~1мм) He-Ne лазера таким образом, чтобы его край касался поверхности выпуклого водного мениска. Подъем свободной поверхности под действием лазерного импульса приводит к частичному перекрытию луча He-Ne лазера и уменьшению светового сигнала, регистрируемого фотодиодом.

На рис. 11 приведены осциллограммы электических сигналов (ЭС) при высоте водного столба d=30мм и разных значениях энергии излучения лазера E. Как видно из рис. 11, ЭС имеет сложную структуру, в которой отчетливо выделяются два пика (наиболее выраженных).

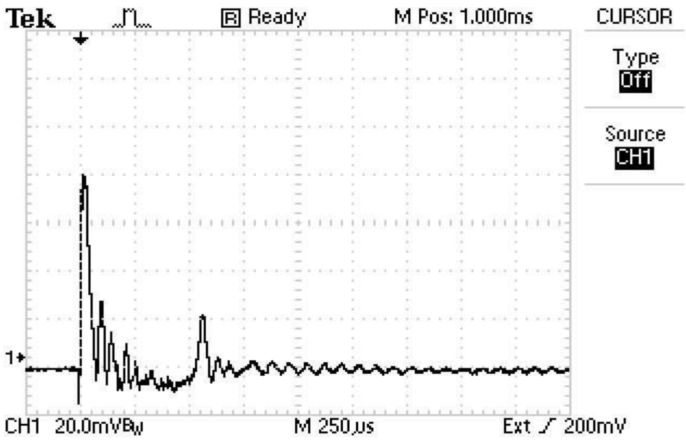
Обращает на себя внимание то (см. рис. 11), что второй пик ЭС генерируется с большой временной задержкой τ по отношению к лазерному импульсу, увеличивающейся с ростом энергии излучения. При максимальном в настоящих экспериментах значении энергии излучения E=1.3 Дж величина τ достигает 1.2 мс.



а)



б)



в)

Рис. 11. Осциллограммы электрического сигнала при d = 30 мм и разных значениях энергии излучения E: а) – E = 1,3 Дж, 50 мВ/дел; б) – E = 1,0 Дж, 50 мВ/дел; в) – E = 0,75 Дж, 20 мВ/дел. Развертка 250 мкс/дел.

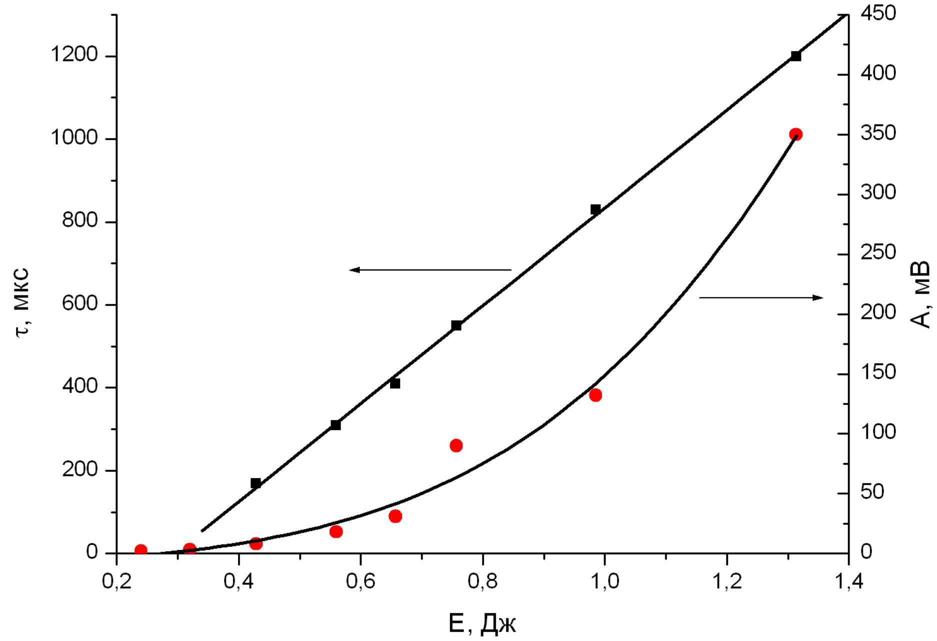


Рис. 12. Зависимости амплитуды первого пика ЭС А и временного интервала между пиками τ от энергии излучения Е при d = 30мм.

Это, как будет показано в рассматриваемой ниже модели, во много раз превышает время, в течение которого давление в паровой полости, образующейся при объемном взрывном вскипании воды в облученной зоне, превышает атмосферное.

На рис.12 представлены зависимости амплитуды первого пика ЭС А и временного интервала между пиками τ от Е при d=30 мм. Из этого рисунка видно, что зависимость τ от Е описывается линейной функцией, а минимальная величина Е, E_{min}≈0.23 Дж, при которой ЭС еще удается зарегистрировать, как и в [26] близка к порогу объемного взрывного вскипания воды.

При помощи схемы контроля перемещения свободной поверхности воды (рис. 10 (б)) было установлено, что второй пик на осциллограммах ЭС появляется в конце стадии опускания свободной поверхности, которая ранее начинала подниматься вследствие лазерного воздействия на воду вблизи дна кюветы. Следовательно, второй пик ЭС генерируется в процессах, развивающихся у поверхности кварцевого окна, вероятно, при захлопывании паровой полости (противоположные границы которой, согласно [28], должны быть разноименно заряжены), образовавшейся в начальной фазе объемного взрывного вскипания воды при воздействии на нее лазерного импульса. Данный результат свидетельствует о том, что время существования этой полости значительно превышает время, определяемое остыванием пара [7, 28], в течение которого давление в ней превышает атмосферное.

4.3.2 Моделирование динамики водного столба в открытой кювете под действием лазерных импульсов ИК диапазона.

Рассмотрим процессы, которые могут определять большие времена существования паровой полости у поверхности кварцевого окна и вызывать генерирование второго пика ЭС с большими задержками относительно первого. Динамику столба воды в открытой сверху кварцевой кювете при воздействии на него импульса HF лазера можно условно разделить (по масштабу времени) на три стадии.

Первая стадия – нагрев излучением HF лазера тонкого (~ 1 мкм) водного слоя у поверхности кварцевого окна (дна) кюветы (см. рис. 10 (а)). В этом процессе, из-за стока тепла через границу раздела «кварц-вода», в воде формируется температурный профиль $T(z,t)$ с максимумом не на границе раздела, а на некотором расстоянии от нее – в глубине воды. Повышение температуры в перегретом слое сдвигает константу диссоциационного равновесия воды в сторону роста концентрации ионов H^+ и OH^-. Наличие больших температурных градиентов в процессе импульсного лазерного нагрева воды приводит к появлению градиентов концентраций и диффузионных потоков ионов H^+ и OH^-.

Поскольку коэффициент диффузии ионов H^+ превосходит коэффициент диффузии ионов OH^- почти вдвое, в воде должно происходить первоначальное разделение зарядов: область вблизи температурного максимума оказывается обедненной ионами H^+, т.е. заряженной отрицательно, а области вблизи границы раздела и в глубине жидкости – положительно [28].

При достижении температуры предельного перегрева $T_{th} \approx 0.9T_c = 583$ К, в максимуме температурного профиля происходит взрывное объемное вскипание воды, и образуется паровая полость, границы которой оказываются разноименно заряженными.

Давление в паровой полости в момент ее образования равно давлению P_s насыщенного пара воды при температуре T_{th} и составляет $P_s(T_{th}) = 98$ Атм, т.е. примерно на два порядка превышает внешнее атмосферное давление. Под действием разности давлений внутри полости и внешнего паровая полость начинает быстро расширяться, толкая при этом вверх водный столб. Расширение паровой полости составляет вторую стадию процесса, сопровождающего воздействие излучения HF лазера на воду. Если длительность первой стадии «начального нагрева воды» не превышает полной длительности лазерного импульса (около 300 нс), то вторая стадия продолжается до тех пор, пока давление пара в полости превышает внешнее атмосферное давление (10 – 30 мкс).

Динамика водного столба и паровой полости на временах много больших 10 мкс составляет третью стадию эволюции водного слоя при взаимодействии с излучением HF лазера. На этой стадии воду можно считать несжимаемой жидкостью, а давление пара в полости и атмосферное давление – внешними воздействиями на нижнюю и верхнюю границы водного столба в кювете. Если пренебречь трением воды о стенки кюветы и силой тяжести водного столба по сравнению с силой атмосферного давления, а также считать кювету покоящейся, уравнение движения столба воды высотой d будет иметь вид:

$$\rho_w d\,\ddot{z}_c = P_v(t) + P_{pa}(t) - P_0, \qquad (40)$$

где ρ_w -плотность водного столба, z_c - координата центра масс столба воды, $P_v(t)$ - давление пара в полости; $P_{pa}(t) = \dfrac{\varepsilon v_s}{c_p} I(t)$ - фотоакустическое давление [19], обусловленное тепловым расширением тонкого слоя воды, нагреваемого лазерным импульсом с интенсивностью *I(t)* у дна кюветы на первой стадии процесса взаимодействия. Здесь ε - коэффициент теплового расширения воды, v_s - скорость звука в воде, а c_p - теплоемкость воды при постоянном давлении. В случае взрывного вскипания воды относительный вклад фотоакустического давления в ускорение водного столба незначителен, поскольку оно отлично от нуля лишь во время действия лазерного импульса. Однако, если интенсивность лазерного импульса не достаточна для взрывного вскипания воды, вклад фотоакустического давления является определяющим.

Если воздействия давлений $P_{pa}(t)$ и $P_v(t)$ можно считать кратковременными, то действие внешнего атмосферного давления является постоянным и определяет отрицательное ускорение столба жидкости в кювете на временах порядка 100 мкс и более. Интегрируя уравнение (40) по времени, получим скорость столба жидкости:

$$v(t) = v_0 - \frac{P_0}{\rho_w d} t, \qquad v_0 = \frac{1}{\rho_w d} \int_0^{t_0} (P_v(t) + P_{pa}(t) - P_0)\,dt \quad , \qquad (41)$$

где t_0 - время существования избыточного давления в паровой полости. Таким образом, движение столба жидкости является равноускоренным с ускорением $a = -\dfrac{P_0}{\rho_w d}$ и начальной скоростью v_0.

Полное время равноускоренного движения столба жидкости, определяемое формулой

$$t_{\max} = -2v_0 / a = \frac{2}{P_0}\int_0^{t_0}(P_{pa}(t) + P_v(t) - P_0)dt\,, \tag{42}$$

не зависит от высоты столба жидкости *d*. Таким образом, спустя время $t_{\max}$ после лазерного воздействия паровая полость захлопывается. Момент захлопывания полости, поверхности которой, как указывалось выше, заряжены, должен отражаться на электрическом сигнале, что, вероятно, и наблюдается в эксперименте в форме второго пика ЭС (т.е. $t_{\max} = \tau$ на рис. 12).

Для определения величины $t_{\max}$ необходимо рассчитать эволюцию температурного профиля в жидкости, а также динамику изменения давления в паровой полости при облучении воды импульсом HF - лазера.

Математическая модель взаимодействия водного слоя в кювете с лазерным излучением (для закрытой поверхности) на стадиях начального нагрева и расширения паровой полости подробно описана в подразделе 4.2.1 для длины волны $\lambda = 2.92$ мкм. Излучение HF лазера представляет собой совокупность линий различной интенсивности в диапазоне длин волн от 2.7 до 3.1 мкм [38], в котором коэффициент поглощения воды α изменяется от величины 3000 см$^{-1}$ до 14000 см$^{-1}$ [10]. Поэтому для расчета, как и в [10], были выбраны три самые мощные линии примерно одинаковой интенсивности с длинами волн 2.74 мкм, 2.83 мкм, 2.87 мкм и коэффициентами поглощения α_i равными, соответственно, 3200 см$^{-1}$, 8600 см$^{-1}$, 10000 см$^{-1}$. Уравнение теплопроводности для водного слоя в этом случае приобретает вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_w \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q(z,t), \qquad Q(t,z) = \frac{I(t)}{c_p \rho_w}\cdot\frac{1}{3}\sum_{i=1}^{3}\alpha_i \exp(-\alpha_i z)\,, \tag{43}$$

где χ_w - температуропроводность воды. Интенсивность излучения HF лазера $I(t)$ на поверхности воды задавалась формулой $I(t) = I_0 \exp(-(t-2t_L)^2 / t_L^2)$ с параметром t_L = 78 нс, хорошо аппроксимирующей реальную форму импульса. Величина I_0 связана с плотностью энергии лазерного импульса W формулой $I_0=W/\tau_p$, где τ_p – длительность лазерного импульса по полуамплитуде. Значения теплофизических параметров для кварца и воды, используемые в настоящем расчете приведены в подразделе 4.2.3.

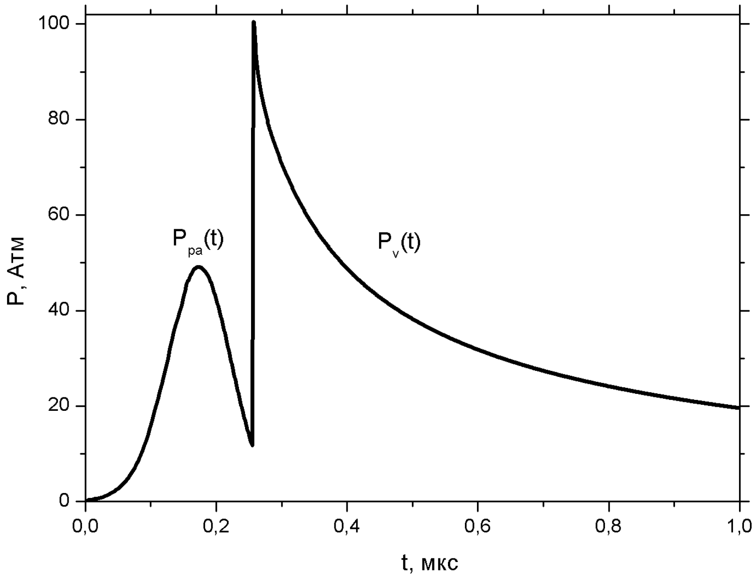


Рис. 13 Давление, действующее на водный столб в зависимости от времени при $W_{th} = 0.22$ Дж/см^2.

В результате численного моделирования процесса взаимодействия лазерного излучения с водой в кварцевой кювете была определена пороговая плотность энергии $W_{th} = 0.22$ Дж/см^2, при которой температура в перегретом слое жидкости достигает величины $T_{th} = 583$ К, и происходит взрывное вскипание с образованием паровой полости.

На рис. 13 показана эволюция давления $P(t) = P_{pa}(t) + P_v(t) - P_0$, действующего на водный столб в кювете при плотности энергии лазерного импульса W_{th} на начальной стадии процесса (полная длительность импульса давления превышает 20 мкс). Первая составляющая импульса давления $P_{pa}(t)$, соответствующая фотоакустическому давлению, повторяет по форме лазерный импульс. Спустя примерно 250 нс после начала лазерного импульса (на заднем фронте импульса) происходит взрывное вскипание воды, вследствие чего давление скачком увеличивается до величины давления насыщеного пара при температуре T_{th}. Дальнейшее расширение и охлаждение пара в полости приводит к резкому уменьшению давления в ней, что иллюстрирует вторая часть импульса давления, обозначенная на рис. 13 как $P_v(t)$.

Из формулы (42) следует, что полное время движения водного столба равно удвоенному значению площади под кривой давления, нормированной на P_0, начальная часть которой показана на рис. 13.

Зависимость полного времени движения водного столба $t_{\max}$ от плотности энергии лазерного импульса W в интервале от W_{th} до $W_c = 0.31$ Дж/см^2, при которой температура воды достигает величины T_c, приводится на рис. 14 (кривая 2). Для сравнения на этом же рисунке (кривая 1) показана экспериментальная зависимость временного интервала τ между пиками ЭС от средней плотности энергии по пятну облучения $\bar{W} = E/\left(\pi a^2\right)$. Как видно из рис. 14, расчетная зависимость $t_{\max}(E)$ (кривая 2) оказывается в достаточно хорошем согласии с экспериментом (кривая 1), не только качественном (зависимость $t_{\max}(E)$ близка к линейной функции), но и количественном с учетом того, что реальное гауссово распределение лазерного импульса по пятну облучения в рассматриваемой одномерной модели не могло быть учтено.

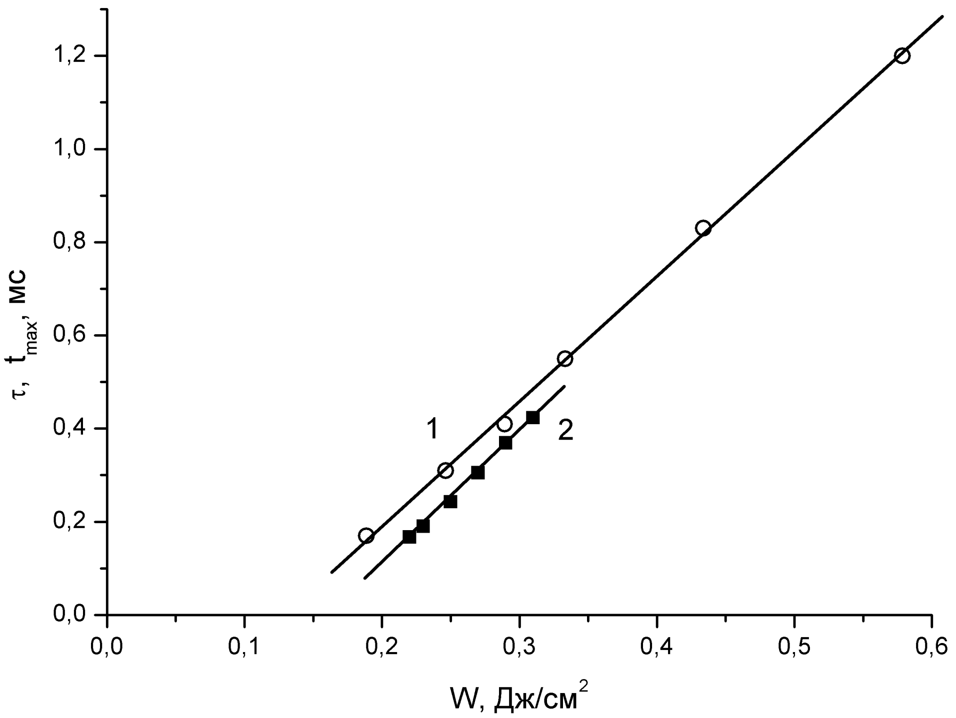


Рис. 14 Зависимость временного интервала τ между пиками ЭС (кривая 1) и полного времени движения водного столба t_{max} (кривая 2) от плотности энергии излучения W.

Достаточно хорошее согласие результатов расчета и эксперимента позволяет предположить, что свойства воды в закритической области температур (при плотности энергии лазерного импульса $W \geq W_c$) являются гладким продолжением свойств воды в докритической области, поскольку характер кривой 1 на рис. 14 при $W \geq W_c$ не изменяется.

4.3.4 Выводы

Построена математическая модель движения водного столба над паровой полостью с учетом временной эволюции давления в ней. Показано, что расчетное полное время перемещения водного столба t_{max}, сопровождающего воздействие лазерного импульса на закрытую поверхность воды, близко к временному интервалу τ между пиками ЭС.

Следовательно, большое время существования паровой полости после уменьшения давления в ней до атмосферного обусловлено инерцией движения водного столба, приобретающего скорость в начальной фазе расширения полости.

4.4. Выводы Главы 4.

Разработана математическая модель и проведено численное моделирование эффекта генерирования электрических импульсов в воде в закрытой кювете при ее облучении лазерным излучением инфракрасного диапазона с плотностью энергии ниже порога плазмообразования. Показано, что амплитуда электрического импульса, обусловленного термодиффузионным разделением продуктов диссоциации молекул воды при ее лазерном нагреве, в отсутствие взрывного вскипания воды не превышает десяти милливольт. В случае возникновения взрывного вскипания и формирования паровой полости, напряженность электрического поля в которой в десятки раз больше, чем в окружающей жидкости, амплитуда электрического импульса достигает сотен милливольт.

Проанализирована двухпичковая временная структура электрического сигнала, генерируемого при воздействии импульса HF лазера на донную поверхность кюветы с водой, в то время как верхняя поверхность водного столба остается свободной. Построена математическая модель движения водного столба над паровой полостью, возникающей в результате взрывного вскипания воды вблизи дна кюветы, с учетом временной эволюции давления в ней. Получено хорошее согласие расчетного полного времени движения водного столба с экспериментально измеренным временным интервалом между пичками.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации решена актуальная научная проблема – моделирование неупругих процессов при интенсивном лазерном воздействии на вещество, имеющая большую научную, практическую значимость и народнохозяйственное значение.

Выводы диссертационной работы:

1. Проведен подробный анализ задачи о движении релятивистской заряженной частицы в поле плоской монохроматической электромагнитной волны. Показано, что движение частицы представляет собой наложение дрейфа с постоянной скоростью и колебательного движения с частотой, отличающейся от частоты поля. Найдена точная зависимость частоты колебаний частицы и скорость ее дрейфа от амплитуды поля, поляризации и начальных условий. Вычислены средние (по периоду колебаний частицы) значения скорости, импульса и энергии частицы.

2. В адиабатическом приближении получено аналитическое решение уравнений движения релятивистской заряженной частицы в плоской квазимонохроматической волне. Найдены выражения для усредненных по периоду колебаний частицы ее координат, скорости, импульса, энергии, а также средней силы, действующей на частицу. Численно решена задача о релятивистском движении заряженной частицы в плоской квазимонохроматической электромагнитной волне. Проведено сравнение результатов численного расчета с соответствующими результатами, полученными аналитически. Из анализа проведенного сравнения найден критерий применимости адиабатического приближения в зависимости от интенсивности и длительности электромагнитного импульса.

3. Для задачи о взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью $I_0 = 2\cdot 10^{18}$ Вт/см^2 и длительностью (FWHM)

235 фс с алюминиевой мишенью микронной толщины, на фронтальной поверхности которой присутствует слой водородной предплазмы, проведено подробное сравнение результатов расчета PIC- методом с аналитическими моделями и экспериментальными данными [31]. Показано, в частности, что в первые 500 фс лазерного воздействия световое давление может быть наиболее эффективным механизмом ускорения протонов предплазмы вглубь мишени.

4. Рассчитан выход нейтронов при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на мишени из дейтерированного полиэтилена в диапазоне энергий лазерного излучения 0.2 - 20 Дж. Использование подхода, в котором из первых принципов вычисляется вероятность акта DD- реакции на каждом шаге по времени для каждого дейтрона в процессе самосогласованного PIC –моделирования, позволило получить результаты, находящиеся в лучшем согласии с имеющимися экспериментальными данными, чем результаты соответствующих расчетов, выполненных ранее другими авторами [35]. Показано, что при облучении фемтосекундными лазерными импульсами слоистых мишеней из дейтерированного полиэтилена выход нейтронов увеличивается более чем в 20 раз по сравнению со случаем сплошных мишеней за счет формирования в объеме слоистой мишени дополнительных разнонаправленных потоков ускоренных дейтронов, отсутствующих в случае сплошной мишени.

5. Проведено моделирование генерации гамма- квантов тормозного излучения при облучении мишени из золота толщиной 0.5 мкм фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью 10^{21} Вт/см^2. Показано, что средняя энергия электронов оказывается в десятки раз больше средней энергии генерируемых ими гамма- квантов. Получена аппроксимационная формула, устанавливающая взаимно-однозначное соответствие между этими величинами. Исследованы угловые распределения электронов и гамма-квантов. Показано, что

угловое распределение только высокоэнергетичных гамма-квантов повторяет угловое распределение электронов, покидающих мишень.

6. Проведено рассчетно- теоретическое исследование лазерно-плазменных источников корпускулярного и электромагнитного излучения, возникающих при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью порядка 10^{21} Вт/см^2 на мишени из дейтерида палладия микронной толщины. Учитывались процессы генерации гамма- квантов тормозного излучения при кулоновском рассеянии ускоренных электронов на ядрах палладия, реакции фоторасщепления дейтронов гамма- квантами, ядерные реакции синтеза дейтронов. Исследованы энергетические спектры, длительность, интенсивность потоков нейтронов, возникающих в ходе реакций фоторасщепления и синтеза дейтронов в зависимости от толщины мишени и интенсивности лазерного импульса. Получены максимальные значения плотностей потоков нейтронов до 10^{24} н/(с·см^2), что на несколько порядков превышает значения, характерные для нейтронных источников не лазерных типов.

7. Разработана математическая модель и проведено численное моделирование эффекта генерирования электрических импульсов в воде в закрытой кювете при ее облучении лазерным излучением инфракрасного диапазона с плотностью энергии ниже порога плазмообразования. Показано, что амплитуда электрического импульса, обусловленного термодиффузионным разделением продуктов диссоциации молекул воды при ее лазерном нагреве, в отсутствие взрывного вскипания воды не превышает десяти милливольт. В случае возникновения взрывного вскипания и формирования паровой полости, напряженность электрического поля в которой в десятки раз больше, чем в окружающей жидкости, амплитуда электрического импульса достигает сотен милливольт.

Список публикаций автора по теме диссертации

1) *С.Н. Андреев, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе*, "О движении заряженной частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне", Квантовая электроника. 2009. Т. 39. с. 68

2) *С.Н. Андреев, Ю.И. Еремеичева, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе*, "О движении заряженной частицы в плоской квазимонохроматической электромагнитной волне", Препринт ИОФ РАН № 3, 2013 г.

3) *С.Н. Андреев, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе*, "Движение электрона в квазиплоской и квазимонохроматической электромагнитной волне", Инженерная физика. 2012. № 4. с. 6

4) *S.N. Andreev, V.P. Makarov, A.A. Rukhadze,* "Average force acting on matter in strong laser fields", Problems of atomic science and technology. 2010. V. 68 . Issue 4. p. 240

5) *С.Н. Андреев, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе,* «Средние силы, действующие на вещество в сверхсильных лазерных полях», Сборник докладов IV Всероссийской школы студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, г. Саров, 2010 г., с. 46

6) *С.Н. Андреев, Ю.И. Еремеичева, В.П. Тараканов*, «О движении заряженной частицы в плоской квазимонохроматической электромагнитной волне», Сборник докладов V Всероссийской школы студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям, г. Саров, 2011 г., с. 115

7) *С.Н. Андреев, А.А. Самохин*, "Релаксация в ансамбле ограниченных кулоновских пар", Краткие сообщения по физике ФИАН. 2001. № 6. с. 24

8) *С.Н. Андреев, А.А. Рухадзе, А.А. Самохин*, “О “метастабильной” плазме”, Квантовая электроника. 2001. Т. 31. с. 845

9) *С.Н. Андреев, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов*, "Моделирование ускорения протонов при облучении майларовой

мишени фемтосекундными лазерными импульсами", Квантовая электроника. 2010. Т. 40. с. 64

10) *С.Н. Андреев, В.П. Тараканов,* «Ускорение электронов и протонов в сверхсильном лазерном поле: расчеты и модели», Физика плазмы. 2009. Т. 35. с. 1094

11) *С.Н. Андреев, В.П. Тараканов,* " PIC-моделирование ускорения заряженных частиц в сверхсильном лазерном поле", Учебное пособие "Специальные разделы физики" под ред. Н.Г. Гусейн-заде, изд. МГТУ МИРЭА, М., 2011 г. , с. 102

12) *С.Н. Андреев, Ю.И. Еремеичева, В.П. Тараканов* "Отражение сверхинтесивного фемтосекундного лазерного импульса от околокритической плазмы", Инженерная физика. 2013. №5. с. 40

13) *С.Н. Андреев, Ю.И. Еремеичева, В.П. Тараканов* «Особенности отражения фемтосекундного лазерного импульса от резкой границы релятивистской лазерной плазмы», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2013. № 8 с. 25

14) *С.Н. Андреев, А.А. Самохин*, «Влияние перехода металл-диэлектрик на процесс лазерного испарения конденсированной среды», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2001. № 12. с. 12

15) *S.N. Andreev, I.N. Kartashov, A.A. Samokhin, D. Grevey,* «Laser-induced transparency during nanosecond laser ablation», Proceedings of SPIE. 2003. V. 5121. p.16

16) *С.Н. Андреев, В.И. Мажукин, Н.М. Никифорова, А.А. Самохин*, «О возможных проявлениях эффекта просветления при лазерном испарении металлов», Квантовая Электроника. 2003. Т.33. с. 771

17) *С.Н. Андреев, С.Г. Гаранин, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов,* "Моделирование эмиссии нейтронов при облучении мишеней из дейтерированного полиэтилена интенсивными лазерными импульсами", Квантовая электроника. 2011. Т. 41. с. 377

18) *С.Н. Андреев, С.Г. Гаранин, Ю.И. Еремеичева, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов,* "Оптимизация выхода нейтронов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на мишени из дейтерированного полиэтилена", Квантовая Электроника. 2012. Т. 42. с. 600

19) *С.Н. Андреев, С.Г. Гаранин, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов*, "Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении тонких металлических пленок сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами", Квантовая электроника. 2010. Т. 40. с. 355

20) *С.Н. Андреев*, "Моделирование из первых принципов процессов ионизации, тормозного излучения и ядерных реакций в релятивистской лазерной плазме", Инженерная физика. 2012. № 6. с. 44

21) *С.Н. Андреев, Ю.И. Еремеичева, В.П. Тараканов,* " Моделирование термоядерных процессов при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные мишени из дейтерида палладия ", Прикладная физика и математика. 2013. Т.1. с. 3

22) *S.N. Andreev, N.N. Ilichev, K.N. Firsov, S.Yu. Kazantsev, I.G. Kononov, L.A. Kulevsky, P.P. Pashinin*, "Generation of an electrical signal upon the interaction of laser radiation with water surface", Laser Physics. 2007. V. 17. p. 1041

23) *С.Н. Андреев, Н.Н. Ильичев, С.Ю. Казанцев, И.Г. Кононов, Л.А. Кулевский, П.П. Пашинин, К.Н. Фирсов* "О природе электрического сигнала при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью воды", Электронный журнал "Исследовано в России". 2006. 094, с. 892 (http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/094.pdf)

24) *С.Н. Андреев, Л.А. Кулевский*, «Моделирование эффекта генерирования электрического сигнала в воде под действием лазерного излучения», Прикладная физика, 2008. № 4. с. 30

25) *С.Н. Андреев, А.А. Самохин,* «Какая теплоемкость стоит в

уравнении теплопроводности ?», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2003. № 11. с. 35.

26) *С.Н. Андреев, И.Н. Карташов, А.А. Самохин*, "Моделирование объемного вскипания при лазерном испарении поглощающих конденсированных сред", Краткие сообщения по физике ФИАН. 2003. №. 6. с. 10

27) *С.Н. Андреев, С.В. Орлов, А.А. Самохин,* «Моделирование взрывного вскипания при импульсном лазерном воздействии», Труды ИОФАН. 2004. Т. 60. с. 127

28) *С.Н. Андреев, В.И. Вовченко, А.А. Самохин*, «Исследование взрывного вскипания прозрачной жидкости на металлической подложке, облучаемой наносекундными лазерными импульсами», Труды ИОФАН. 2004. Т. 60. с. 149

29) *S.N. Andreev, K.N. Firsov, I.G. Kononov, A.A. Samokhin,* «Photoacoustic and vaporization pressure behavior in absorbing liquids heated by infrared laser pulses», Proceedings of SPIE. 2005. V. 6161. p. 616104

30) *S.N. Andreev, A.A. Samokhin, I.Yu. Smurov,* «On the theory of explosive boiling of transparent liquid on a laser heated target », Applied Surface Science. 2006. V. 252. p. 4506

31) *С.Н. Андреев, А.А. Самохин, И.Ю. Смуров*, «О начале взрывного вскипания при наносекундном нагреве», Известия ВУЗов. Приборостроение. 2006. Т. 49. с. 43

32) *S.N. Andreev, S.V. Orlov, A.A. Samokhin*, «Modeling of Explosive boiling during pulsed laser irradiation», Physics of Wave Phenomena. 2007. V.15. p. 67

33) *S.N. Andreev, V.I. Vovchenko, A.A. Samokhin*, «Study of explosive boiling of transparent liquid on metal substrate exposed to nanosecond laser pulses», Physics of Wave Phenomena. 2007. V. 15. p. 182

34) *S.N. Andreev, K.N. Firsov, S.Yu. Kazantsev, I.G. Kononov A.A. Samokhin*, "Explosive Boiling of Water Induced by the Pulsed HF-Laser Radiation", Laser Physics. 2007. V. 17. p. 834

35) *С.Н. Андреев, В.И. Мажукин, А.А. Самохин,* «Поведение возмущения на фронте испарения при объемном нагреве конденсированных сред», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2003. № 9. с. 31

36) *S.N. Andreev, I.N. Kartashov, A.A. Samokhin, I.Yu. Smurov*, «Thermodynamical and morphological instabilities in laser-matter interaction», Proceedings of SPIE. 2003. V. 5399. p.283

37) *С.Н. Андреев, А.А. Самохин*, «Об инкременте испарительной неустойчивости», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2005. № 4. с. 26

38) *С.Н. Андреев, А.А. Самохин*, «Влияние теплофизических и оптических свойств вещества на устойчивость фронта испарения», Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. с. 59

39) *С.Н. Андреев, С.Ю. Казанцев, И.Г. Кононов, П.П. Пашинин, К.Н. Фирсов*, "Временная структура электрического сигнала при взаимодействии излучения HF лазера с поверхностью воды", Квантовая электроника. 2009. Т. 39. с. 179

40) *С.Н. Андреев, С.Ю. Казанцев, И.Г. Кононов, П.П. Пашинин, К.Н. Фирсов,* "Генерирование электрического сигнала при взаимодействии излучения HF лазера с донной поверхностью столба воды", Квантовая электроника. 2010. Т. 40. с. 716

41) *S.N. Andreev, K.N. Firsov, S.Yu. Kazantsev, I.G. Kononov, P.P. Pashinin, Zhang Lai-ming, Ruan Peng*, «Electric signal generated under action of HF laser pulse on surface of a water column», Chinese Journal of optics. 2011. V. 4. № 1. p. 21

42) *С.Н. Андреев*, "Эффект генерирования электрического сигнала при воздействии лазерного излучения ИК-диапазона на воду", Инженерная физика. 2012. № 5. с.13

Цитированная литература

Список источников, используемых во Введении

[1] *Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V.,* Rev.Mod.Phys. 2006. V. 78. p. 309

[2] *Беляев В.С. и др.* Ядерная Физика. 2009. Т. 72. с. 1123

[3] *Фортов В.Е.* УФН. 2009. т. 179. с. 653

[4] *Беляев В.С. и др.* Ядерная Физика. 2013. Т. 76. с. 441

[5] *Гуськов С.Ю.* Квантовая электроника. 2001. Т. 31 с. 885

[6] *Edwards R.D. et al.,* Appl.Phys.Lett. 2002. V. 80. p. 2129

[7] *Ewald F. et al.,* Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. p. A83

[8] *Ledingham K. W. D. et al*., J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. p L79

[9] *Рябов Ю.В. и др*. ФТТ. 2010. Т. 52. с. 957

[10] *Schwoerer H. et al*. Phys.Rev.Lett. 2001. V. 86. p. 2317

[11] *Fuchs J. et al*. Nature physics. 2006. V.2. p.48

[12] *Robson L. et al*. Nature physics. 2007. V.3 p.58

[13] *Pukhov A.* Rep. Prog. Phys. 2003. V. 66. P. 47

[14] *Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П.* УФН. 2008. Т.178. с.823

[15] *Courtois C. et al.,* Phys. Plasmas. 2009. V.16. 013105

[16] *Key M.H. et al*., Phys. Plasmas.1998. V.5. p. 1966

[17] *Norreys P.A. et al.,* Phys. Plasmas. 1999. V.6. p. 2150

[18] *Hatchett S.P. et al.,* Phys. Plasmas. 2000.V. 7. p. 2076

[19] *Н.Н. Ильичёв, Л.А. Кулевский, П.П. Пашинин,* Квантовая Электроника. 2005. Т. 35. с. 959

Список источников, используемых в Главе 1.

[1] *Scheid W., Hora H.,* Laser and Particle Beams. 1989. V. 7. p. 315

[2] *Апполонов В.В. и др.,* ЖЭТФ. 1990. Т. 97. с. 1498

[3] *Hora H. et al*., Laser and Particle Beams. 2000. V. 18. p. 135

[4] *Bulanov S.V., Kovrizhnykh L.M., Sakharov A.S.,* PhysicsReports-Review Section of Physics Letters. 1990. V. 186. p. 1

[5] *Dudnikova G.I., Bychenkov V.Y., Maksimchuk A. et al.,* Phys. Rev. E. 2003. V. 67. 026416

[6] *Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovsky M.Y., Shiryaev O.B.,* Physics of Plasmas. 2008. V. 15. 023104

[7] *Pukhov A.,* Rep. Prog. Phys. 2003. V. 66. p. 47

[8] *Fedorov M.V., Goreslavsky S.P., Letokhov V.S.,* Phys. Rev. E. 1997. V. 55. p. 1015

[9] *Френкель Я.И.,* Собрание избранных трудов: в 3 т. Т. 1: Электродинамика. (Общая теория электричества), М.;Л.: Издательство АН СССР, 1956 г.

[10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.,* Теория поля, М. Наука, 1973.

[11] *Tarakanov V.P.* User's Manual for Code KARAT. VA. USA: Berkeley Research Associates, Inc. 1992

[12] *Андреев С.Н., Макаров В.П., Рухадзе А.А.,* «О движении заряженной частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне», Квантовая электроника. 2009. Т. 39, №1, с.68-72

[13] *Musakhanyan V.*, Eur. Phys. J. Special Topics. 2008. V. 160. p. 311

[14] *Woodward P. M.*, J. Inst. Electr. Eng. 1947. V. 93. p. 1554

[15] *Lawson J. D.,* IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979. V. 26. 4217

[16] *Давыдовский В.Я.*, ЖЭТФ. 1962. Т. 43. с. 886

[17] *Коломенский А.А., Лебедев А.Н.,* ДАН. 1962. Т. 145. с. 1259

[18] *Буц В.А., Кузьмин В.В.,* Успехи современной радиоэлектроники. 2005. № 11. с. 5

[19] *Goreslavky S.P., Narozhny N.B.,* Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials. 1995. V. 4. p. 799

[20] *Goreslavky S.P.,* Laser Physics. 1996. V.6. p. 74

[21] *Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M., Langdon A.B.* PRL. 1992. V. 69. p.1383

[22] *Malka G., Lefebvre E., Miquel J.L.,* PRL. 1997. V. 78. p. 3314

[23] *Sarachik E.S., Schappert G.T.,* Phys. Rev. D. 1970. V. 1. p. 2738

[24] *Буц В.А., Буц А.В.,* ЖЭТФ. 1996. Т. 110. с. 818

[25] *Болотовский Б.М., Серов А.В.,* УФН. 2003. Т. 173. с. 667

[26] *Kaplan A.E., Pokrovsky A.L.,* Optics Express. 2009. V. 17. p. 6194

[27] *Pokrovsky A.L., Kaplan A.E.,* Phys. Rev. A. 2005. V. 72. 043401

[28] *Kaplan A.E., Pokrovsky A.L.,* PRL. 2005. v. 95. 053601

[29] *Гапонов А.В., Миллер М.А.,* ЖЭТФ. 1958. Т. 34. с. 751

[30] *Андреев С.Н., Макаров В.П., Рухадзе А.А.,* «Средние силы, действующие на вещество в сильных лазерных полях», Вопросы атомной науки и техники. 2010. Т. 68. стр. 240-244

[31] *Андреев С.Н., Самохин А.А.* “Релаксация в ансамбле ограниченных кулоновских пар”, Краткие сообщения по физике ФИАН. 2003. № 6, с. 24

Список источников, используемых в Главе 2.

[1] *Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V.,* REVIEWS OF MODERN PHYSICS, 2006. V. **78,** p. **309**

[2] *Bulanov S.S., Brantov A.; Bychenkov V.Yu. et al.* MEDICAL PHYSICS. 2008.V. **35**. p. **1770**

[3] *Pukhov A.,* Rep. Prog. Phys. 2003. V. 66. p. 47

[4] *Malka G., Lefebvre E., Miquel J.L.,* PRL. 1997. V. 78. p. 3314

[5] *Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M., Langdon A.B.* PRL. 1992. V. 69. p.1383

[6] *Wilks S.C. et. al.* Phys. Plasmas. 2001. V. 8. p. 542

[7] *Sentoku Y., Cowan T.E., Kemp A., Ruhl H.* Phys. Plasmas. 2003. V. 10. p. 2009

[8] *Tarakanov V.P.* User's Manual for Code KARAT. VA. USA: Berkeley Research Associates, Inc. 1992

[9] *Андреев С.Н., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Якутов Б.П.,* «Моделирование ускорения протонов при облучении майларовой мишени фемтосекундными лазерными импульсами», Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 1. стр. 64-67

[10] *Ceccotti T., Levy A., Popescu H. et al.* Phys.Rev.Letters. 2007. V. 99, 185002

[11] *Fuchs J., Antici P., D`Humieres et al.* Nature physics. 2006. V. 2. p. 48

[12] *Андреев С.Н., Тараканов В.П.,* «Ускорение электронов и протонов в сверхсильном лазерном поле: расчеты и модели», Физика плазмы. 2009. Т. 35, № 12, с. 1094-1102

[13] *Андреев С.Н., Макаров В.П., Рухадзе А.А.,* «О движении заряженной частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне», Квантовая электроника. 2009. т. 39, №1, с. 68-72

[14] *Максимчук А. Флиппо К., Краузе Х. и др.* Физика Плазмы. 2004. Т. 30. № 6. с. 514

[15] *Mora P.* Phys. Rev. E. 2005. V.72. 056401

[16] *Kaluza M., Schreiber J., Santala M.I.K. et al.* PRL 2004. V. 93. 045003

[17] *d`Humieres E., Lefebvre E., Gremillet L., Malka V.*, Phys. Plasmas, 2005. V. 12, 062704

[18] *С.Н. Андреев, Ю.И. Еремеичева, В.П. Тараканов*, "Особенности отражения фемтосекундного лазерного импульса от резкой границы релятивистской лазерной плазмы", Краткие сообщения по физике ФИАН. 2013. № 8 с. 25

[19] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.*, Теория поля .М.: Наука, 1973

[20] *Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryaev O.B.*, Phys. Plasmas. 2008. V. 15. 023104

[21] *Sentoku Y., Cowan T.E., Kemp A., Ruhl H.*, Phys. Plasmas. 2003. V. 10. p. 2009

[22] *Быченков В.Ю., Ковалев В.Ф.*, Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 12. с. 1143

[23] *Беляев В.С. и др.* Ядерная Физика. 2010. Т. 73. с. 1871

[24] *Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П.* УФН. 2008. Т.178. с.823

[25] *Afanas'ev Yu.V., Demchenko N.N., Krokhin O.N., Rosanov V.B.*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1977. V. 72. p. 170.

[26] *Norreys P.A., Krushelnick K.M., Zepf M.* , Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. p. B13.

[27] *Величко О.М., Урлин В.Д., Якутов Б.П.* Сборник трудов «VI Забабахинские научные чтения». 2001.

[28] *Grimes M.K., Rundquist A.R., Lee Y.-S., Downer M.C.*, PRL. 1999. V. 92. p. 4010.

[29] *Комаров П.С., Агранат М.Б., Ашитков С.И., Овчинников А.В., Ситников Д.С.*, Научная сессия МИФИ. 2009. Том IV.

[30] *Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И., Вейсман М.Е., Левашов П.Р., Овчинников А.В., Ситников Д.С., Фортов В.Б., Хищенко К.В.* Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. с. 328.

[31] *Chen L.M., Zhang J., Dong Q.L. et al.* Phys. Plasmas. 2001. V. 8. p. 2925.

[32] *Cai Y., Wang W., Xia C. et al.*, Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 103104.

[33] *Price D.F., More R.M., Walling R.S. et al.* PRL. 1995. V. 75. p. 252.

[34] *Lefebvre E., Bonnaud G.* PRL.1995. V. 74. p. 2002.

[35] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.*, Электродинамика сплошных сред. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

[36] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.*, Физическая кинетика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.

[37] *Курант Р., Гилберт Д.*, Методы математической физики. ГТТИ, 1933.

[38] *Борн М., Вольф Э.*, Основы оптики. М.: Наука, 1973.

[39] *Steiger A.D., Woods C.H.*, Phys. Rev. A. 1972. V. 5. p. 1467.

[40] *Kaw P., Dawson J.*, J.Phys. Fluids. 1970. V. 13. p. 472.

[41] *Силин В.П., Рухадзе А.А.*, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2012.

[42] *Palaniyappan S., Hegelich B.M., Wu H. et al.* Nature Physics. 2012. V. 8. p. 763.

[43] *С.Н. Андреев, А.А. Самохин*, «Влияние перехода металл-диэлектрик на процесс лазерного испарения конденсированной среды», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2001. № 12. с. 12

[44] *S.N. Andreev, I.N. Kartashov, A.A. Samokhin, D. Grevey,*

«Laser-induced transparency during nanosecond laser ablation», Proceedings of SPIE. 2003. V. 5121. p.16

[45] *С.Н. Андреев, В.И. Мажукин, Н.М. Никифорова, А.А. Самохин*, «О возможных проявлениях эффекта просветления при лазерном испарении металлов», Квантовая Электроника. 2003. Т.33. с. 771

Список источников, используемых в Главе 3.

[1] *Key M.H. et al.*, Phys. Plasmas. 1998. V.5. p. 1966

[2] *Norreys P.A. et al.,* Phys. Plasmas. 1999. V.6. p. 2150

[3] *Hatchett S.P. et al.,* Phys. Plasmas. 2000.V. 7. p. 2076

[4] *Schwoerer H., Gibbon P., Dusterer S., Behrens R., Ziener C., Reich C., Sauerbrey R.,* PRL. 2001. V. 86. p. 2317

[5] *Courtois C. et al.,* Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 013105

[6] *С.Н. Андреев, С.Г. Гаранин, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов,* «Моделирование эмиссии нейтронов при облучении мишеней из дейтерированного полиэтилена сверх-интенсивными лазерными импульсами», Квантовая электроника.2011. Т. 41 №4, с. 377-381

[7] *Petrov G.M., Davis J.* Phys. Plasmas. 2008. V. 15, 073109

[8] *С.Н. Андреев, С.Г. Гаранин, Ю.И. Еремеичева, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов*, «Оптимизация выхода нейтронов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на мишени из дейтерированного полиэтилена», Квантовая Электроника. 2012. Т. 42. № 7. с. 600-604

[9] *С.Н. Андреев, С.Г. Гаранин, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов, Б.П. Якутов,* "Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении тонких металлических пленок сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами", Квантовая электроника. 2010. Т. 40, №4, с. 355–362

[10] *С.Н. Андреев, Ю.И. Еремеичева, В.П. Тараканов,* "Моделирование термоядерных процессов при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные мишени из дейтерида палладия", Прикладная физика и математика. 2013. Т.1. с. 3

[11] *Norreys P.A. et al.* Plasma Phys. Controlled Fusion, 1998, V. 40, p. 175

[12] *Madison K.W. et al.* Phys. Plasmas, 2004, V. 11, p. 270

[13] *Fritzler S. et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, V. 89, 165004

[14] *Hilscher D. et al.* Phys. Rev. E, 2001, V. 64, 016414

[15] *Izumi N. et al.* Phys. Rev. E, 2002, V. 65, 036413

[16] *Toupin C., Lefebvre E., Bonnaud G.* Phys. Plasmas, 2001,V. 8, p. 1011

[17] *Bosch H.S., Hale G.M.* Nuclear Fusion, 1992, V. 31, p. 611

[18] *Ахиезер А.И., Померанчук И.Я.,* Некоторые вопросы теории ядра, Изд. 2-е., (М.-Л.: Гостехиздат, 1950)

[19] *Oishi Y. et al.* Phys. Plasmas, 2005, V. 12, 073102

[20] *Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M., Langdon A.B.* Phys.Rev.Lett., 1992,V. 69, p. 1383

[21] *Disdier L., Garconnet J-P., Malka G., Miquel J-L.* Phys.Rev.Lett., 1999, V. 82, p. 1454

[22] *Беляев В.С. и др.* Ядерная Физика, 2009, Т. 72, с. 1123

[23] *Pretzler G. et al.* Phys. Rev. E, 1998, V. 58, p. 1165

[24] *Беляев В.С. и др.* ЖЭТФ, 2004, Т. 98, с. 1133

[25] *Попов В.С.* УФН, 2004, Т. 174, с. 921

[26] *Келдыш Л.В.* ЖЭТФ, 1964, Т. 47, с. 1945

[27] *Edwards R.D. et al.,* Applied Physics Letters, 2002, V. 80,p. 2129

[28] *Ewald F. et al.,* Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, V. 45 , p. A83

[29] *Ledingham K. W. D. et al.,* J. Phys. D: Appl. Phys., 2003, V. 36 , p. L79

[30] *Rao B.S., Naik P.A., Arora V., Khan R.A., Gupta P.D.,* J.Appl.Phys., 2007, V.102 , 063307

[31] *Chen L.M. et al.*, Phys. Plasmas, 2004, V.11 , p. 4439

[32] *Большаков В.В. , Воробьев А.А. , Урюпина Д.С. , Иванов К.А. , Моршедиан Н. , Волков Р.В. , Савельев-Трофимов А.Б.* , Квант. Электроника, 2009, Т. 39 , с. 669

[33] *Hatchett S.P. et al.*, Phys. Plasmas, 2000, V. 7, p. 2076

[34] *Sentoku Y., Mima K., Taguchi T., Miyamoto S., Kishimoto Y.*, Phys. Plasmas, 1998, V. 5 , p. 4366

[35] *Sentoku Y., Ruhl H., Mima K., Kodama R., Tanaka K.A., Kishimoto Y.*, Phys. Plasmas, 1999, V. 6 , p. 2855

[36] *Sheng Z.M., Sentoku Y., Mima K., Zhang J., Yu W., Meyer-ter-Vehn J.*, Phys.Rev.Letters, 2000, V. 85, p. 5340

[37] *Gluckstern R.L., Hull M.H.*, Phys.Rev., 1953, V. 90, p. 1030

[38] *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.,* Квантовая электродинамика,(М.: Наука, 1980)

[39] *Ruhl H., Sentoku Y., Mima K., Tanaka K.A., Kodama R.*, Phys.Rev.Letters , 1999, V. 82, p. 743

[40] *Cai D.F. et al.*, Phys. Plasmas , 2003, V. 10, p. 3265

[41] *Li Z. et al.*, Phys. Plasmas , 2006, V. 13, 043104

[42] *Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.,* ЖЭТФ, 1965, Т. 50, с. 1393

[43] *Бельков С.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Митрофанов Е.И.,* ЖЭТФ , 1997, Т. 111, с. 496

[44] *H. Schwoerer et al.*, International Conference on Ultrafast Phenomena (UP) 2002 paper: FA3 , 2002 OSA Technical Digest Series

[45] *V.E. Antonov, V.K. Fedotov, B.A. Gnesin, G. Grosse, A. S. Ivanov, A.I. Kolesnikov, and F.E. Wagner*, Europhys. Lett, 2000, V. 51, p. 140

[46] *R.R. Roy, B.P. Nigam*, Nuclear Physics. Theory and experiment, (New Age International LTD, Publishers, 591 P., 1967)

[47] Proc. R. Soc. A 1319(264), p. 445,1961.

[48] Phys. Rev. 93, p. 483, 1954

[49] Phys. Rev. 88(5), p. 1149, 1952

[50] Nucl. Phys. A 206(4), p. 481, 1973

[51] Nucl. Phys. A 193(1), p. 129, 1972

[52] *A. Andreev, N. Kumar, K. Platonov, A. Pukhov*, Phys. Plasmas. 2011. V.18. 103103

[53] *Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П.,*УФН, 2008. Т.178, с. 823

[54] Андреев С.Н., Тараканов В.П., Физика плазмы.2009. Т. 35, № 12, с. 1094

[55] *Б. В. Кутеев, П. Р. Гончаров, В. Ю. Сергеев, В. И. Хрипунов*, Физика плазмы. 2010. Т. 36, № 4, с. 307-346

[56] *Manclossi M. et al.* PRL. 2006. V. 96. 125002

[57] *Debayle A., Tikhonchuk V.T.* Phys. Rev. E. 2008.V. 78. 066404

[58] *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* УФН, 1998. Т. 68, с. 531

[59] *Gus'kov S.Yu.* J. Russian Laser Research. 2010. V. 31. p. 574

[60] *Lei A.L. et al.* PRL. 2006. V. 96. 255006

Список источников, используемых в Главе 4.

[1] *Аскарьян Г.А., Прохоров А.М., Чантурия Г.Ф., Шипуло Г.П.* // ЖЭТФ. 1963. Т.44. С. 2180

[2] *Багдасаров Х.С., Жеков В.И., Кулевский Л.А., Лобачёв В.А., Мурина Т.М., Прохоров А.М.* // КЭ. 1980. Т. 7. № 9. С. 1959

[3] *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Умысков А.Ф., Щербаков И.А.* // КЭ. 1987. Т. 14. № 6. С. 1219

[4] *Заварцев Ю.Д., Загуменный А.И., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Пашинин П.П., Студеникин П.А., Щербаков И.А., Умысков А.Ф.* // КЭ. 1999. Т. 27. № 1. С. 13

[5] *Андреев С.Н., Карташов И.Н., Самохин А.А.,* Краткие сообщения по физике ФИАН. 2003. No.6, С.10-21

[6] *Андреев С.Н., Орлов С.В., Самохин А.А.,* Труды ИОФАН. 2004, Т.60, С. 127-148.

[7] *S.N. Andreev, K.N. Firsov, I.G. Kononov and A.A. Samokhin*, Proceedings of the conference ICONO-LAT 2005, St. Petersbourg (Proc. SPIE Vol. 6161, 616104)

[8] *С.Н. Андреев, М.М. Демин, В.И. Мажукин, А.А. Самохин*, КСФ ФИАН. 2006. N.3, с.13-23

[9] *Андреев С. Н., Самохин А. А., Смуров И. Ю.*, Известия ВУЗов, серия «Приборостроение». 2006. Т.49, No 9, с. 43-48

[10] *S.N. Andreev, K.N. Firsov, S.Yu. Kazantsev,I.G. Kononov and A.A. Samokhin*, Laser Physics, 2007, V. 17, No 6, P. 834-841

[11] *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Прохоров А.М.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1820

[12] *Бункин Ф.В., Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Ляхов Г.А., Михалевич В.Г., Родин А.М.* // Известия Академии наук СССР, сер.физ. 1985. Т. 49. № 3. С. 558

[13] *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 114

[14] *Михалевич В.Г., Родин А.М.* // Судостроительная промышленность. Серия: Акустика. 1987. Вып. 2. С. 105

[15] *Витшас А.Ф., Дорожкин Л.М., Дорошенко В.С., Корнеев В.В., Менахин Л.П., Терентьев А.П.* // Акустический журнал. 1988. Т. 34. С. 437

[16] *Водопьянов К.Л., Карасев М.Е., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Токер Г.Р.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 324

[17] *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Лукашев А.В.* // Известия сибирского отделения Академии наук СССР. серия технических наук. 1990. Вып. 4. С. 73

[18] *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Пашинин П.П.* // КЭ. 2000. Т. 30. № 11. С. 975

[19] *S.N. Andreev, S. Orlov, A.A. Samokhin,* Physics of Wave Phenomena. 2007. V.15, p. 67-80

[20] *Андреев С.Н., Вовченко В.И., Самохин А.А.*, Труды ИОФАН. 2004, Т 60, С.149-153

[21] *С.Н.Андреев, А.А.Самохин*. КСФ ФИАН. 2004, №8 , с26-36.

[22] *Andreev S.N., Samokhin A.A., Smurov I.Yu,* Appl.Surf.Science 2006. V. 252, Issue 13, PP. 4506-4510 (Proceedings of the conference EMRS 2005, Strasburg)

[23] S.*N. Andreev, V.I. Vovchenko, A.A. Samokhin,* Physics of Wave Phenomena. 2007. V. 15, p. 182-185.

[24] *Ильичёв Н.Н., Кулевский Л.А., Пашинин П.П.* // Квантовая Электроника. 2005. Т. 35. № 10. С. 959

[25] *Андреев С.Н., Ильичев Н.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Фирсов К.Н.* «О природе электрического сигнала при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью воды» Электронный журнал "Исследовано в России". 2006. № 094. С. 892; http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2006/094.pdf

[26] *Andreev S.N., Ilichev N.N., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kulevsky L.A., Pashinin P.P.* «Generation of an Electrical Signal Upon the Interaction of Laser Radiation With Water Surface». Laser Physics. 2007. V. 17. No. 7. P. 1

[27] *Andreev S.N., Ilichev N.N., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kulevsky L.A., Pashinin P.P.* // Abstracts Conf. ICONO-LAT 2007. L02/II-5. P. 12; *Andreev S.N., Ilichev N.N., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., Kononov I.G., Kulevsky L.A., Pashinin P.P.* // Abstracts Conf. ICONO-LAT 2007. L02 -15. P. 40

[28] *Андреев С.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Пашинин П.П., Фирсов К.Н.* «Временная структура электрического сигнала при взаимодействии излучения HF лазера с поверхностью воды», Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 2, с. 179-184

[29] *Андреев С.Н., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г., Пашинин П.П., Фирсов К.Н.* «Генерирование электрического сигнала при взаимодействии излучения HF лазера с донной поверхностью столба воды», Квантовая электроника, 2010. Т. 40 (8), с. 716-719

[30] *С.Н. Андреев, Л.А. Кулевский.* «Моделирование эффекта генерирования электрического сигнала в воде под действием лазерного излучения». Прикладная физика, 2008, № 4, 30-40

[31] *Маргулис М.А., Маргулис И.М.*// ЖФХ. 2007. Т. 81. № 1. С. 136

[32] *Скрипов В.П.* Метастабильная жидкость. - М.: Наука. 1972.

[33] *Ривкин С.Л., Александров А.А.* Теплофизические свойства воды и водяного пара. - М.: Энергия. 1980

[34] *Fernandez D.P., Goodwin A.R.H., Lemmon E.W., Levelt Sengers J.M.H., Williams R.C.* // J.Phys.Chem.Ref.Data. 1997. Vol. 26. No. 4. P. 1125

[35] *Стерман Л.С., Покровский В.Н.* Физические и химические методы обработки воды на ТЭС: Учебник для вузов. – М.: Энергоатомиздат. 1991.

[36] *Мелвин-Хьюз Е.А.* Равновесие и кинетика реакций в растворах – М.: Химия. 1975.

[37] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика – М.: Наука. 1979.

[38] *Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Щеглов В.А.,* Химические лазеры. (М.: Наука, 1982)

[39] *С.Н. Андреев, В.И. Мажукин, А.А. Самохин,* «Поведение возмущения на фронте испарения при объемном нагреве конденсированных сред», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2003. № 9. с. 31

[40] *S.N. Andreev, I.N. Kartashov, A.A. Samokhin, I.Yu. Smurov,* «Thermodynamical and morphological instabilities in laser-matter interaction», Proceedings of SPIE. 2003. V. 5399. p.283

[41] *С.Н. Андреев, А.А. Самохин*, «Об инкременте испарительной неустойчивости», Краткие сообщения по физике ФИАН. 2005. № 4. с. 26

[42] *С.Н. Андреев, А.А. Самохин*, «Влияние теплофизических и оптических свойств вещества на устойчивость фронта испарения», Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. с. 59