

РІС-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМ

Андреев С.Н.¹, Еремеичева Ю.И.¹, Тараканов В.П.²

¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук*

²*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук*

andreevsn@ran.gpi.ru, eremeicheva@yandex.ru, karat8tarak@gmail.com

Поступила 03.03.2014

Приводится обзор результатов моделирования при помощи РІС-кода «Карат» процессов взаимодействия сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с плазменными мишенями различной плотности и состава. Рассмотрено инициирование ядерных реакций с выходом нейтронов в дейтерий-содержащих мишенях под действием лазерного излучения. На основе полученных данных предложены пути оптимизации параметров лазерно-плазменных источников нейтронов. Рассмотрена задача определения коэффициента отражения лазерного импульса от плазменной мишени околоскритической плотности. Найдена область интенсивностей лазерного импульса, в которой коэффициент отражения проявляет аномальное поведение – имеет локальный максимум на фоне монотонно убывающей зависимости.

УДК 533.9

1. Введение

В настоящий момент в научных лабораториях мира существуют лазерные установки, которые позволяют генерировать импульсы фемтосекундной длительности с интенсивностью до 10^{22} Вт/см². Уже при интенсивности лазерного импульса 10^{15} - 10^{16} Вт/см² напряженность электрического поля в нем достигает значений, сравнимых с внутриатомными полями, поэтому любое вещество при облучении такими импульсами мгновенно ионизируется и переходит в состояние плазмы. Электроны, осциллирующие в поле

лазерного импульса с интенсивностью выше 10^{18} Вт/см², обладают релятивистскими энергиями, поэтому при анализе распространения и поглощения сверхинтенсивных лазерных импульсов в плазме необходимо учитывать релятивистские эффекты. Физика взаимодействия сверхинтенсивного лазерного излучения с веществом включает в себя целый ряд быстропротекающих нелинейных процессов. Энергия лазерного излучения достаточно эффективно трансформируется в энергию заряженных частиц: электроны плазмы, ускоренные в электромагнитном поле лазера, являются причиной возникновения сильных электрических полей, в которых в свою очередь ускоряются ионы. Исследователями описано множество уникальных явлений, возникающих при распространении сверхинтенсивного лазерного импульса сквозь плазму: релятивистская самофокусировка и филаментация лазерного импульса, релятивистское просветление, возбуждение кильватерных волн в докритической плазме, генерация электромагнитных полей СВЧ-диапазона и др.

Исследования взаимодействия сверхинтенсивных лазерных импульсов с веществом ведутся как экспериментально, так и теоретически. В силу нелинейного характера протекающих процессов точное аналитическое решение задачи часто оказывается невозможным, по этой причине особое место среди теоретических методов исследования занимает численное моделирование. В настоящее время наиболее подходящим для численного решения подобных задач признан метод «частица-в-ячейке» или PIC-метод, который позволяет осуществлять самосогласованное моделирование плазмы в электромагнитном поле, используя для расчетов обычный персональный компьютер. Плазма в PIC-методе представляется в виде совокупности отдельных «крупных» частиц, положительно и отрицательно заряженных, каждая из которых включает в себя большое количество реальных частиц, при этом отношение заряда к массе у «крупной» частицы такое же, как у реального электрона или иона. Учет взаимодействия между «крупными» частицами осуществляется посредством самосогласованного вычисления движения частиц и электромагнитных полей, создаваемых их движением. На основе PIC-метода создано большое количество расчетных кодов, среди них OOPIC (Object Oriented PIC), VLPL (Virtual Laser Plasma Lab), MAGIC и MAGIC3D, OSIRIS и др. В России на данный момент одним из наиболее широко применяемых в научных исследованиях кодов является электромагнитный 3D PIC-код «Карат» [1-4], который позволяет моделировать широкий класс задач, включая задачи плазменной электродинамики, физики пучков, лазерной физики и др. Код «Карат» использовался в данной работе для численного решения задачи о взаимодействии сверхинтенсивных лазерных импульсов с веществом. Однако признавая и используя колоссальные возможности PIC-моделирования, полезно находить аналитическое решение задачи для тех случаев, когда такое решение существует, для сравнения результатов компьютерных расчетов с результатами аналитических вычислений.

Задача о взаимодействии сверхинтенсивного лазерного импульса с веществом, помимо фундаментального значения, имеет ряд практически важных приложений: 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.

Во всех этих областях научной деятельности важным показателем является та часть энергии лазерного излучения, которая трансформируется в энергию частиц плазмы. Эффективность инжекции лазерной энергии в плазму определяется, прежде всего, коэффициентом отражения лазерного импульса от поверхности плазмы. С момента появления лазеров проблеме определения коэффициента отражения было посвящено множество экспериментальных и теоретических работ [5-12]. Однако с ростом интенсивности лазерных установок возникает необходимость в проведении дополнительных ис-

следований с целью определения зависимости коэффициента отражения от различных параметров лазерного импульса.

Воздействие сверхинтенсивных лазерных импульсов на мишени различного состава может инициировать протекание в них ядерных и фотоядерных реакций. Для эффективного протекания этих процессов необходима интенсивность лазерного импульса 10^{20} – 10^{21} Вт/см², которая была достигнута в лазерных установках лишь в последнее десятилетие. По этой причине в настоящее время активно ведутся исследования в данной области [13–17]. Подобные лазерно-плазменные устройства могут использоваться для анализа задач лазерного термоядерного синтеза, а также в нейтронографии, адронной терапии, утилизации ядерных отходов [18–20].

2. Электромагнитный код «Карат»

Код «Карат» это полностью трехмерный электромагнитный код, предназначенный для решения широкого ряда электродинамических задач, включая моделирование пучково-плазменных систем, задач лабораторной и космической плазмодинамики, взаимодействия лазерного излучения с веществом, различных источников СВЧ-излучения и др. Код позволяет задавать системы произвольной геометрии, включать в рассмотрение инжекцию и абсорбцию частиц, различные проводящие среды, в частности, линейную плазму и диэлектрики [1], а также учитывать многоступенчатую полевую ионизацию вещества [21], протекания ядерных реакций синтеза [4], генерацию гамма-квантов тормозного излучения [3].

Код «Карат» основан на PIC-методе или методе «частица-в-ячейке». Данный метод широко используется для решения различных физических задач, а особенности применения PIC-метода для моделирования электродинамики плазмы подробно изложены, например, в [22, 23]. Суть PIC-метода состоит в следующем: плазма представляется в виде совокупности «крупных» частиц, каждая из которых включает в себя 10^8 – 10^{12} реальных частиц. Отношение заряда к массе у «крупной» частицы такое же, как у реальной частицы. В ходе моделирования рассчитывается самосогласованное движение частиц в электромагнитном поле, которое представляет собой суперпозицию внешнего поля и поля, создаваемого «крупными» частицами.

Основанием для применения PIC-метода для решения задач взаимодействия сверхинтенсивных лазерных импульсов с плазмой является существенно нелинейный характер движения электронов плазмы и возникновение вследствие этого различных эффектов, которые в большинстве случаев не могут быть учтены при попытке решить задачу аналитически. Теоретические исследования поведения плазмы под действием лазерного поля с помощью кодов на основе PIC-метода позволили изучить ряд эффектов (смотреть [24] и цитируемую там литературу).

Код «Карат» позволяет моделировать задачи в 1-, 2-, 2.5- и 3-х мерной геометрии. Расчетная область разбивается на ячейки пространственной сеткой, электромагнитное поле, а также плотность заряда и тока определяются в узлах этой сетки, в то время как «крупные» частицы имеют возможность двигаться по всей расчетной области без ограничений.

Движение заряженных «крупных» частиц описывается релятивистским уравнением Ньютона-Лоренца:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = Q \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right), \quad (1.1)$$

где $\vec{v}$ и $\vec{p} = m_p \vec{v} \gamma$ – скорость и импульс макрочастицы, параметр $\gamma = 1 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, $Q = \eta \cdot q$ – заряд «крупной» частицы, $m_p = \eta \cdot m$ – масса «крупной» частицы, q – заряд реальной

частицы, m – масса реальной частицы, η – параметр укрупнения, $\vec{E}$ и $\vec{B}$ – напряженность электрического поля и индукция магнитного поля соответственно, c – скорость света.

Для определения переменного электромагнитного поля решаются уравнению Максвелла:

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho, \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.5)$$

где $\vec{J}$ – плотность тока, а ρ – плотность электрического заряда в узле сетки. Плотность тока:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_s Q_s v_s, \quad (1.6)$$

где v_s и Q_s – скорость и заряд «крупной» частицы с номером s , ΔV – объем элементарной ячейки пространственной сетки.

Хотя система уравнений Максвелла включает четыре уравнения, известно, что если поля $\vec{E}$ и $\vec{B}$ являются решениями (1.2), (1.3) и при этом удовлетворяют (1.4), (1.5) в начальный момент времени, то эти поля удовлетворяют двум последним уравнениям системы и во все последующие моменты времени [1]. Это позволяет упростить численное решение, осуществляемое в «Карат», и решать только уравнения (1.2), (1.3).

«Карат» позволяет задавать на границе расчетной области два вида граничных условий: идеальный проводник и граница, прозрачная для излучения и частиц. Для интегрирования уравнений Максвелла и уравнения движения с учетом заданных граничных условий используется конечно-разностная схема с перешагиванием. Значения полей, координат и скоростей частиц вычисляются на дискретной временной сетке.

Расчетный цикл «Карата» на каждом шаге по времени состоит из следующих этапов:

1) Рассчитываются силы, действующие со стороны электромагнитного поля на заряженные частицы.

2) В результате интегрирования уравнения движения (1.1) вычисляется движение заряженных частиц под действием этих сил: определяются координаты и скорости всех «крупных» частиц.

3) Учитываются потери и эмиссия частиц на границах, а также включенные в рассмотрение неупругие процессы (ядерные реакции и др.).

4) Вычисляется плотности тока и заряда в узлах пространственной сетки.

5) С помощью интегрирования уравнений (1.2), (1.3) рассчитываются новые значения $\vec{E}$ и $\vec{B}$ в узлах сетки.

В данной работе для расчетов использовалась двумерная версия кода «Карат».

3. Термоядерные и фотоядерные реакции в фемтосекундной лазерной плазме

Ядерные реакции, протекающие в мишенях различного состава под действием сверхинтенсивных лазерных импульсов исследуются на протяжении более десяти лет. Еще в 1999 году российскими учеными был предложен метод инициирования ядерных реакций в процессе взаимодействия мощного сверхкороткого лазерного импульса с плазмой [25], на основе аналитических расчетов были приведены оценки выхода ядерных реакций. В том же 1999 году вышла работа [26], содержащая результаты первых

экспериментов по инициированию фотоядерных реакций с выходом нейтронов при облучении лазером мишеней различного состава (^{11}C , ^{38}K , ^{63}Zn , ^{106}Ag , ^{140}Pr) на британской установке VULCAN.

Интерес к этой теме не ослабевает и в последние годы. Проведено множество экспериментов по поджигу ядерных реакций с помощью лазерного излучения (см., например, [13-15]), а также теоретических исследований протекающих процессов с помощью аналитических и численных моделей (см., например, [16, 17, 27]).

Пикосекундная релятивистская лазерная микроплазма, формируемая при облучении вещества мишени лазерными импульсами с интенсивностью 10^{18} - 10^{22} Вт/см², является тем уникальным объектом, который позволяет в лабораторных условиях исследовать процессы генерации гамма-квантов тормозного излучения, различные ядерные и фотоядерные реакции, т.е. изучать поведение вещества в экстремальном состоянии, характерном для задач неуправляемого и управляемого термоядерного синтеза.

Помимо фундаментальных исследований, подобные лазерно-плазменные источники частиц представляют большой интерес для различных приложений, таких как нейтронография, адронная терапия, утилизация ядерных отходов и др. Например, в работе [18] при помощи лазерной установки мультитераваттного уровня VULCAN экспериментально осуществлена фототрансмутация долгоживущего изотопа ^{129}I с периодом полураспада 15.7 миллионов лет в изотоп ^{128}I с периодом полураспада 25 минут. В работе [19] сообщается об экспериментах по использованию лазерного источника нейтронов для нейтронной резонансной спектроскопии, которая позволяет осуществлять измерение ионной температуры различных материалов, подвергаемых воздействию лазерного излучения. Эксперименты проводились с помощью лазера Titan в Ливерморской Национальной Лаборатории. Импульсные источники нейтронов являются наиболее перспективными для спектрометрии по времени пролета, используемой как в физике конденсированного состояния, так и в исследованиях структуры атомного ядра [20].

Наиболее значимыми параметрами нейтронного источника являются: общее количество нейтронов в импульсе, интенсивность и длительность нейтронного импульса, энергия и угловое распределение нейтронов. Для успешного применения лазерно-плазменных источников нейтронов во многих практических задачах необходимо максимизировать общий выход нейтронов. Недавние эксперименты демонстрируют возможность получения полного выхода до 10^9 - 10^{10} нейтронов за один лазерный выстрел. Например, в работе [19] авторы сообщают о достигнутом полном выходе $1.8 \cdot 10^9$ нейтронов за один выстрел при длительности лазерного импульса 650 фс и энергии в импульсе 140 Дж. В работе [15] приводятся результаты экспериментов по генерации высокоэнергетичных нейтронов в результате протекания ядерной реакции $^7\text{Li}(d, xn)$, наблюдаемый выход нейтронов составил $8 \cdot 10^8$ н ср⁻¹.

В работе [27] с помощью PIC-моделирования исследуется зависимость выхода нейтронов в результате протекания ядерных реакций в мишени под действием потоков протонов и дейтронов, ускоренных лазерным импульсом (схема «pitcher-catcher»). Авторы рассматривают три реакции: D-D, Li-D и Li-p, и приходят к выводу, что поляризация лазерного импульса влияет на величину нейтронного выхода: в большинстве случаев при интенсивности 10^{21} Вт/см² и длительности 30 фс импульс с линейной поляризацией обеспечивает большие значения нейтронного выхода, чем импульс с круговой поляризацией.

В работе [4], посвященной численному моделированию эмиссии нейтронов в реакции синтеза $\text{D}(d, n)^3\text{He}$ (D-D реакции) при облучении сверхинтенсивными лазерными импульсами мишеней из дейтерированного полиэтилена, был предложен подход, в котором из первых принципов вычислялась вероятность акта D-D реакции на каждом шаге по времени для каждого дейтрона в процессе самосогласованного моделирования

РІС – методом взаимодействия лазерного импульса с мишенью, при этом, однако, процесс многократной ионизации мишени не учитывался. Было получено удовлетворительное согласие результатов расчетов с известными экспериментальными данными, кроме того, было показано, что предложенный метод моделирования эмиссии нейтронов позволяет исследовать случай слоистых мишеней, в которых выход нейтронов значительно возрастает. Очевидно, что параметры мишени, такие как ее состав, количество слоев, их толщина, расстояние между слоями, существенно влияют на ускорение дейтронов и эмиссию нейтронов.

Лазерно-плазменные источники нейтронов занимают уникальное положение среди короткоимпульсных нейтронных источников из-за своей сверхкороткой длительности и сверхмалого размера (точечности) [28]. Моделирование, проведенное в работах [4, 21] показало, что при облучении сверхинтенсивными 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. 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, превышающей энергию связи протона и нейтрона в ядре дейтерия (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 [3, 28]. 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 [28].

3.1. Оптимизация выхода нейтронов при сверх-интенсивном лазерном воздействии на мишени из дейтерированного полиэтилена

В данном разделе описывается моделирование эмиссии нейтронов при различных параметрах мишени с целью оптимизации параметров лазерного нейтронного источника. В моделировании учитывается процесс многократной полевой ионизации атомов мишени при лазерном воздействии.

Для численного моделирования динамики ионизации мишени на начальной стадии лазерного воздействия был разработан и внедрен в РІС – код «КАРАТ» блок, включающий процесс полевой ионизации. В основу блока ионизации атомов в электромагнитном поле интенсивного фемтосекундного лазерного импульса положена теория Келдыша, подробно рассмотренная в обзоре [29]. 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

$$(\text{параметра Келдыша}): \quad \gamma = \frac{I}{2K_0 F}, \quad K_0 = \frac{I}{\hbar \omega}, \quad F = \frac{E}{\chi^3 E_a}, \quad \chi = \sqrt{\frac{2I\hbar^2}{m_e e^4}} \quad (3.1)$$

где E – амплитуда электрического поля, ω – частота электрического поля, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, $E_a = \frac{m_e^2 e^5}{\hbar^4} = 5,14 \cdot 10^9 \text{ В/см}$ – атомная единица напряженности электрического поля, I – потенциал ионизации атомного уровня. Туннельная ионизация атомных состояний имеет место в случае $\gamma \ll 1$, в то время как при $\gamma \gg 1$

процесс ионизации является многофотонным [30]. В случае сверхинтенсивных лазерных импульсов реализуется случай $\gamma \ll 1$.

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

$$W_{l,m} = W_{l,-m} = \left(\frac{m_e e^4}{\hbar^3} \right) \chi^2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} (2l+1) \frac{(l+m)!}{2^m m! (l-m)!} C_{\chi l}^2 \cdot 2^{2n^*-m} F^{m+3/2-2n^*} \cdot \exp \left[-\frac{2}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{10} \right) \right], \quad (3.2)$$

где $\left(\frac{m_e e^4}{\hbar^3} \right) = 4,13 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, 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),

$$C_{\chi l}^2 = \left| \frac{2^{2n^*-2}}{n^* \Gamma(n^* + l + 1) \Gamma(n^* - l)} \right|, \quad \Gamma(n+1) = n!. \quad (3.3)$$

При выводе формулы (3.2) предполагалось выполнение условия многоквантовости процесса

$$K_0 = \frac{I}{\hbar \omega} \gg 1 \quad (3.4)$$

и условия малости электромагнитного поля по сравнению с атомным полем

$$F = \frac{E}{\chi^3 E_a} \ll 1. \quad (3.5)$$

Например, для лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$ ($\hbar \omega = 1.24 \text{ эВ}$), амплитудой электрического поля $E = 2.74 \cdot 10^{10} \text{ В/см}$ (интенсивность 10^{18} Вт/см^2) и атома водорода (потенциал ионизации $I = 13.6 \text{ эВ}$) имеем $K_0 = 11$ и $F = 5.3$. Таким образом, для рассматриваемых параметров условие (3.4) заведомо выполнено, в то время как условие (3.5) нарушается – амплитуда электрического поля лазерного импульса оказывается значительно больше величины атомного поля E_a . При этом вероятность ионизации (3.2) 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 $I = 41 \text{ эВ}$. Тем самым оба условия (3.4) и (3.5) оказываются выполненными.

Модель ионизации атомов в электромагнитном поле интенсивного лазерного импульса реализована в блоке GFI (Gas Field Ionization), в котором 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 I частицы увеличивается на 1 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 сверх 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. Ионизация мишени моделировалась при помощи блока «GFI», начальная концентрация атомов дейтерия составляла $n_D = 8.22 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов углерода – $n_C = 4.11 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, что соответствовало твердотельной плотности дейтерированного полиэтилена $\rho_{pe} = 1.105 \text{ г/см}^3$.

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

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

Воздействие фемтосекундного лазерного импульса на мишень из дейтерированного полиэтилена в момент времени $t = 80 \text{ фс}$ показано на рис. 1: цифрой 1 обозначен лазерный импульс, 2 – многозарядная плазма, образующаяся в результате лазерного воздействия, 3 – не ионизованные к рассматриваемому моменту времени 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. Не смотря на то, что лазерное излучение не проникает вглубь мишени, а полностью экранируется слоем ионизованного вещества, вся мишень оказывается полностью ионизованной. При интенсивности $I_0 = 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ средняя степень ионизации атомов углерода оказывается четырехкратной, при $I_0 = 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ – шестикратной. Атомы дейтерия, разумеется, ионизованы полностью.

В результате лазерного воздействия на мишень формируются три потока дейтронов: дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности мишени навстречу лазерному импульсу; дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности вглубь мишени; и дейтроны с тыльной поверхности мишени, движущиеся по направлению распространения лазерного импульса.

Ускоренной оказывается лишь малая часть дейтронов на фронтальной и тыльной поверхности мишени, в то время как основная масса дейтронов в ее объеме остается холодной. Более того, только дейтроны, движущиеся с фронтальной поверхности вглубь мишени, могут эффективно участвовать в D-D реакциях с холодными дейтронами мишени, в то время как дейтроны, движущиеся от мишени, несмотря на их большую энергию, не могут дать заметный вклад в выход нейтронов.

При движении дейтронов сквозь объем мишени происходили акты D-D реакций, в результате которых рождались нейтроны в соответствии с моделью, подробно описан-

Табл. 1. Параметры многократной ионизации атома углерода

Кратность 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

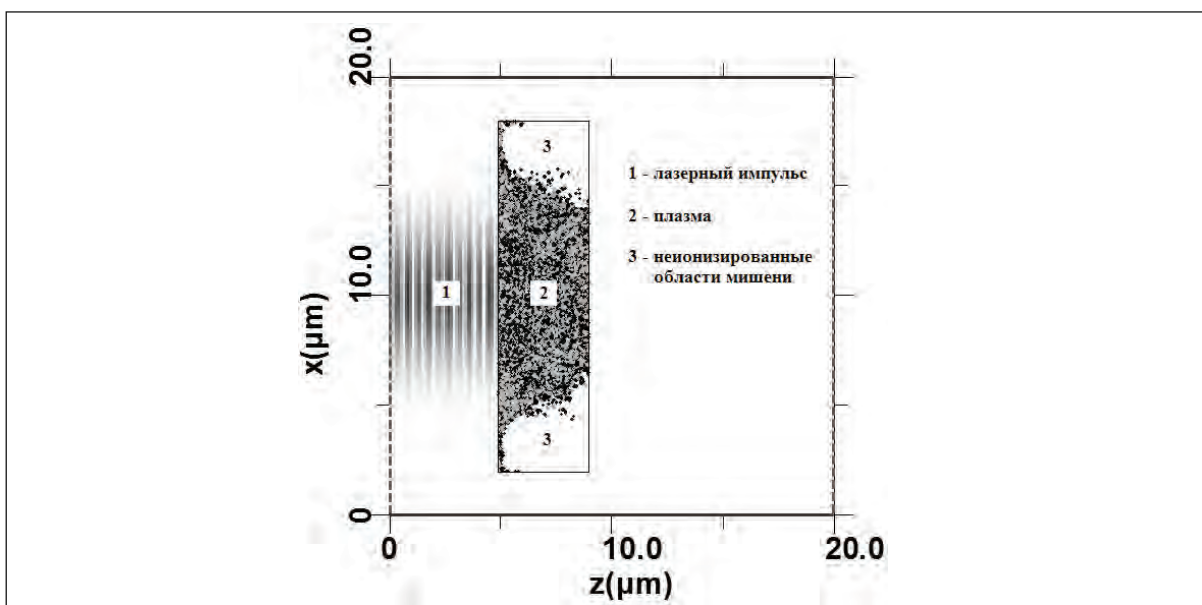


Рис. 1. Воздействие сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса на мишень из дейтерированного полиэтилена в момент времени $t=80$ фс: 1 – лазерный импульс; 2 – многозарядная плазма, образующаяся в результате лазерного воздействия; 3 – не ионизованные к рассматриваемому моменту времени области мишени.

ной в работе [4]. Вероятность акта реакции синтеза на каждом шаге по времени для каждой первичной макрочастицы, соответствующей дейтрону, вычислялась по формуле:

$$P = \sigma_{dd} \cdot |\vec{V}_{rel}| \cdot n_d \cdot \Delta t, \quad (3.6)$$

где $\sigma_{dd}(E_0) = (107.4 + 0.33E_0)E_0^{-1} \exp(-44.4/\sqrt{E_0})$ – сечение реакции синтеза (в барнах) $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$, $\vec{V}_{rel}$ – относительная скорость первичного дейтрона и случайного дейтрона в точке нахождения первичного дейтрона, n_d – концентрация дейтронов в этой точке, E_0 – кинетическая энергия дейтрона (в килоэлектронвольтах), соответствующая скорости $\vec{V}_{rel}$, Δt – шаг по времени.

Нейтроны, рожденные в объеме мишени, 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.

На рис. 2 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. 2 соответствует мишени, содержащей только дейтерий в концентрации, равной концентрации дейтерия в мишени из дейтерированного полиэтилена. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что в случае мишени из чистого дейтерия выход нейтронов в 25 – 50 раз

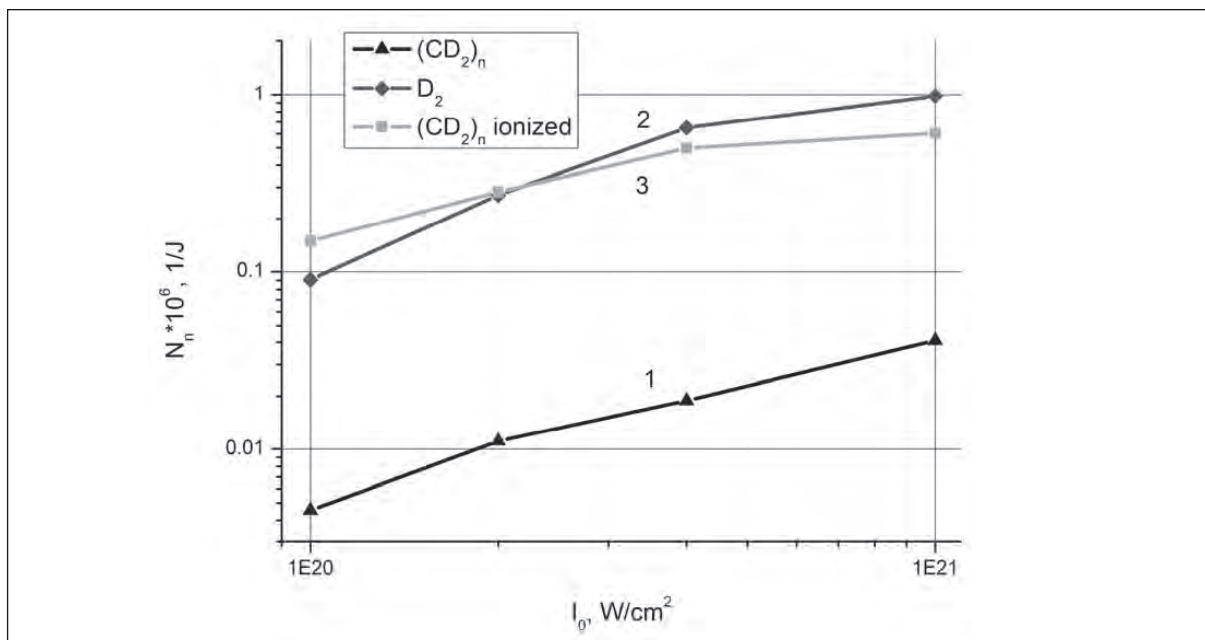


Рис. 2. Зависимости выхода нейтронов на 1 Дж энергии лазерного излучения N_n от максимальной интенсивности лазерного импульса для мишеней из $(\text{CD}_2)_n$ (1), D_2 (2) и предварительно ионизированной мишени из $(\text{CD}_2)_n$ (3).

выше, чем в случае мишени из дейтерированного полиэтилена, т.е. наличие в мишени ионов углерода приводит к существенному уменьшению выхода нейтронов.

Значительное влияние на выход нейтронов оказывает процесс полевой ионизации мишени. Действительно, как видно из кривой 3, соответствующей предварительно ионизированной мишени из дейтерированного полиэтилена с двукратной ионизацией углерода, выход нейтронов в этом случае получается завышенным и приблизительно равен выходу нейтронов в случае мишени из чистого дейтерия.

Для выяснения причин влияния ионов углерода на выход нейтронов мы исследовали зависимости различных параметров лазерной плазмы от концентрации углерода при фиксированной интенсивности лазерного импульса $I_0 = 4 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$. 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 ($n_c = 4.11 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$) 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. 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. На рис. 3 и рис. 4 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. 2).

Таким образом, для увеличения выхода нейтронов предпочтительными являются твердотельные мишени такого состава, что концентрация атомов дейтерия в них мак-

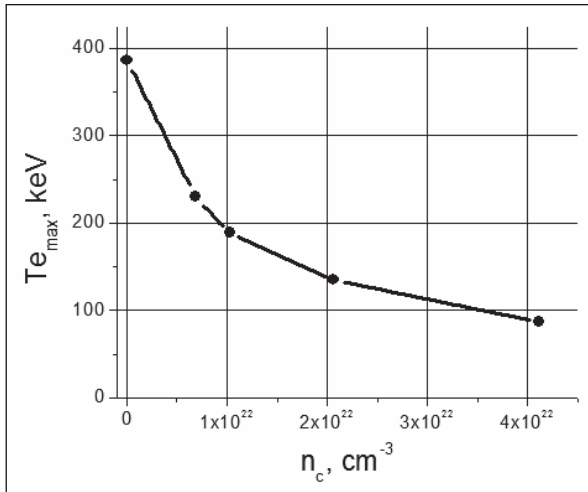


Рис. 3. Зависимость максимальной температуры электронов $T_{e, \max}$ от концентрации атомов углерода.

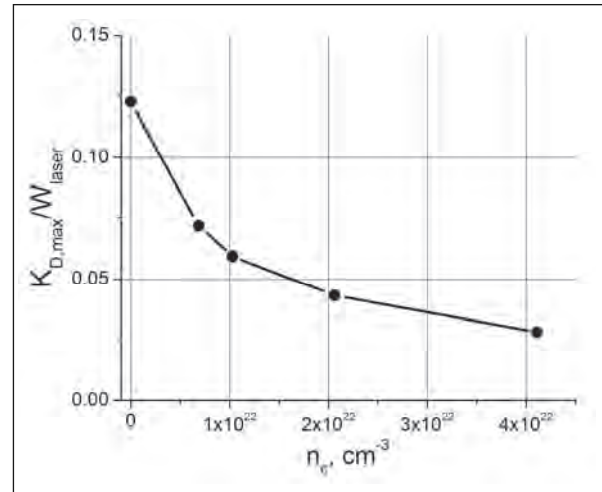


Рис. 4. Зависимость максимальной кинетической энергии дейтронов $K_{D, \max}$, отнесенной к полной энергии лазерного импульса W_{laser} , от концентрации атомов углерода.

симальна (см. формулу (3.6)), а количество электронов с учетом многократной ионизации атомов мишени – минимально (что обеспечивает их максимальную температуру). Перспективными с этой точки зрения представляются мишени из дейтерида лития Li D. В таких мишенях концентрация дейтронов ($n_D = 6.13 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$) 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 при прочих равных условиях максимальная температура электронов в мишенях из дейтерида лития будет заметно выше, чем в мишенях из дейтерированного полиэтилена.

Дополнительная возможность увеличения выхода нейтронов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на мишени, содержащие дейтерий, заключается в использовании мишеней сложной формы, в частности, слоистых. При облучении слоистой мишени 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. Были проведены расчеты, в которых параметры лазерного импульса и мишени в точности соответствовали случаю, рассмотренному выше ($n_c = 4.11 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$), 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 $I_0 = 4 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$. На рис. 5 показана зависимость выхода нейтронов на 1 Дж лазерной энергии от количества слоев в мишени из дейтерированного полиэтилена. Были рассмотрены следующие варианты деления мишени на слои: один слой, толщиной 4 мкм, с плотностью ρ_{pe} ; два слоя, толщиной 2 мкм, с плотностью ρ_{pe} , разнесенные на 2 мкм; четыре слоя, толщиной 1 мкм, с плотностью ρ_{pe} , разнесенные на 1 мкм; восемь слоев, толщиной 0,5 мкм, с плотностью ρ_{pe} , разнесенных на 0,5 мкм; шестнадцать слоев, толщиной 0,25 мкм, с плотностью ρ_{pe} , разнесенные на 0,25 мкм; тридцать два слоя, толщиной 0,125 мкм, с плотностью ρ_{pe} , разнесенные на 0,125 мкм; 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 семи вариантах была равна $0,5 \rho_{pe}$.

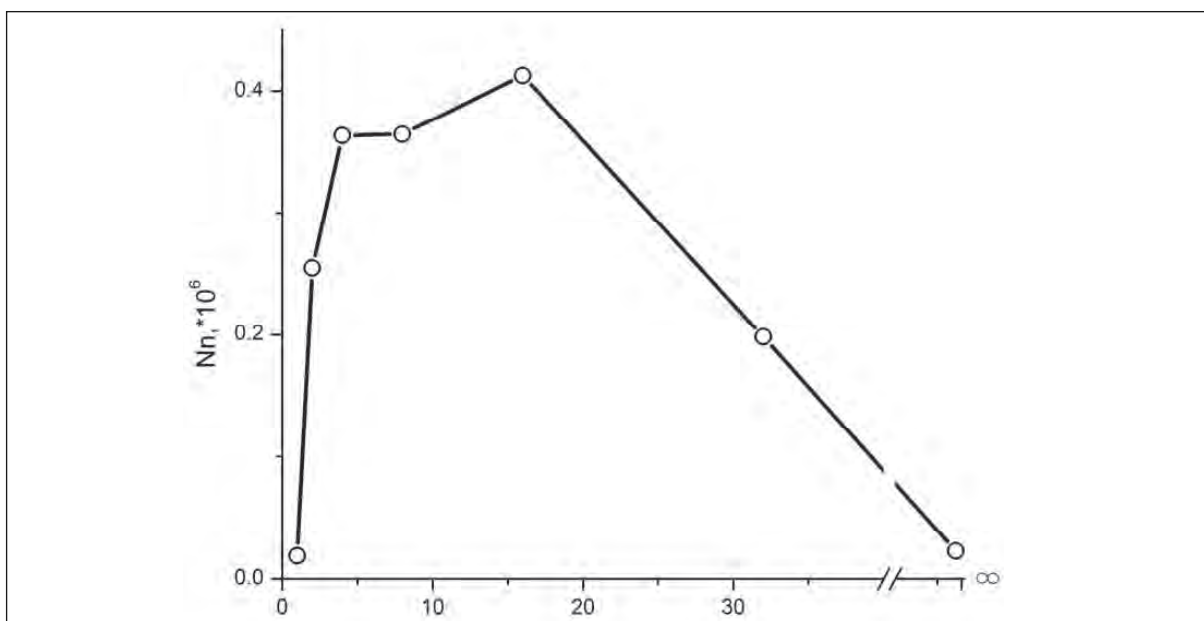


Рис. 5. Зависимость выхода нейтронов на 1 Дж энергии лазерного излучения N_n от количества слоев мишени j .

Как видно из рис. 5, даже наличие двух слоев у мишени ведёт к почти четырнадцатикратному росту выхода нейтронов ($N_n = 255000$) на 1 Дж лазерной энергии по сравнению с одним слоем толщиной 4 мкм, с плотностью ρ_{pe} ($N_n = 18800$). Максимальное число нейтронов $N_n = 413000$ 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 $0,5 \rho_{pe}$) выход нейтронов уменьшается до величины $N_n = 22600$.

Для объяснения такой зависимости рассмотрим распределение z -компоненты электрического поля разделения зарядов в слоистой мишени, которое является суперпозицией электрических полей каждого слоя. На рис. 6 и 7 показаны распределения z -компонент электрического поля (черные сплошные кривые) для мишеней, состоящих из 16 и 32 слоев, соответственно в момент времени $t = 200$ фс: распределение электрического поля каждого слоя имеет биполярную форму с отрицательным и положительным экстремумами на левой и правой границе слоя, соответственно. В областях, отвечающих экстремумам 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. 7). В результате эффективность ускорения дейтронов внутри слоистой мишени падает, что приводит к снижению выхода нейтронов. Этот вывод подтверждает рис. 8, 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/см². Как видно из рис. 8 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.

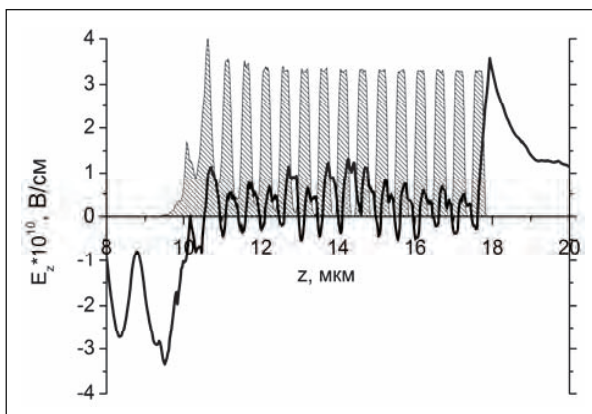


Рис. 6. Распределение компоненты электрического поля E_z (1) и концентрации дейтронов n_d (2) в мишени, состоящей из 16 слоев, в момент времени $t=200$ фс.

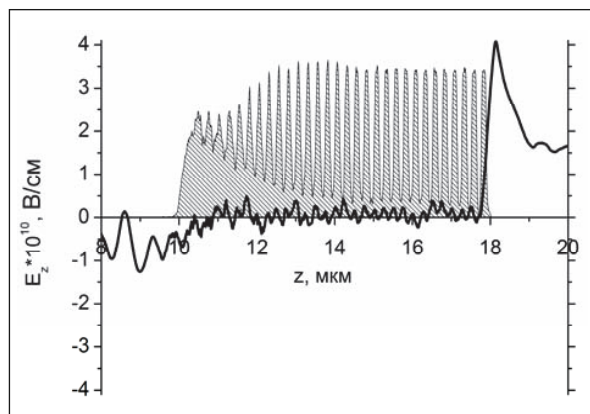


Рис. 7. Распределение компоненты электрического поля E_z (1) и концентрации дейтронов n_d (2) в мишени, состоящей из 32 слоев, в момент времени $t=200$ фс.

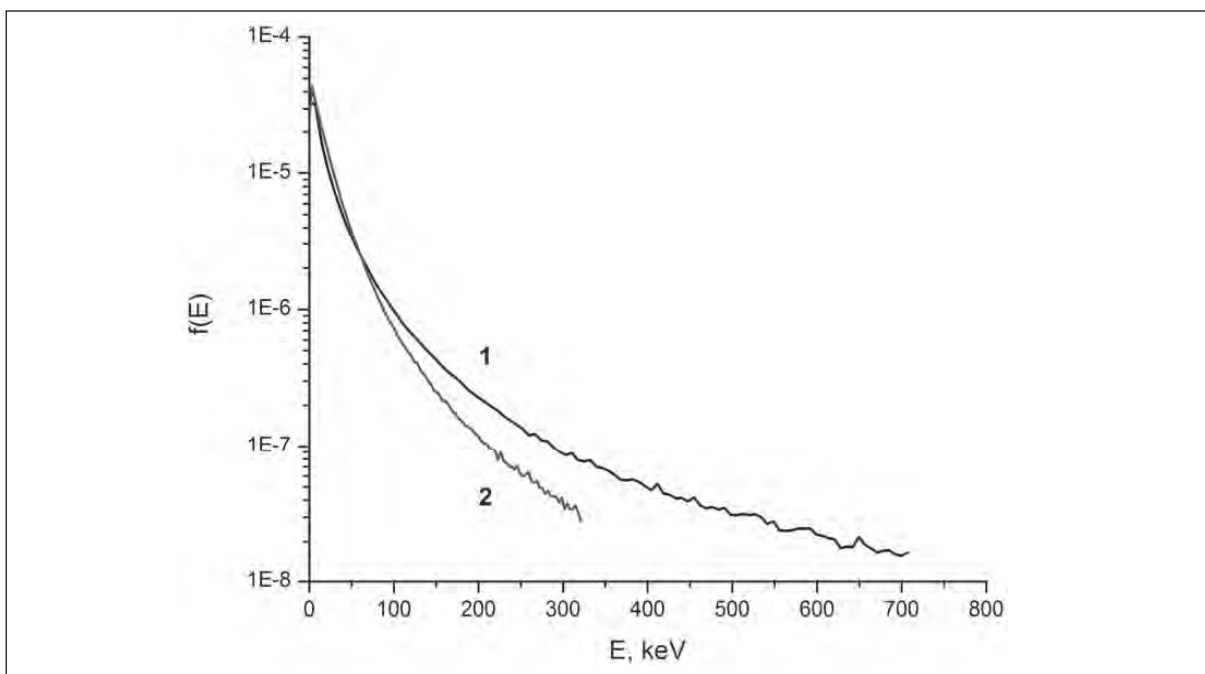


Рис. 8. Энергетические спектры дейтронов в мишенях из 16 (1) и 32 (2) слоев в момент времени $t=1$ пс.

Как видно из рис. 5, 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 сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами целесообразным представляется использование слоистых или пористых мишеней с размерами полостей порядка одного микрона.

3.2. Моделирование термоядерных процессов при воздействии сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на тонкопленочные мишени из дейтерида палладия

В данном разделе при помощи двумерной XZ-версии PIC-кода "Карат" исследуются физические механизмы, обуславливающие формирование нейтронных импульсов в

результате протекания ядерных реакций фоторасщепления в плазме под действием лазерного излучения. 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 $x > 0.6$ [31]). Дейтрид палладия был выбран в качестве материала мишени для исследования.

В код "Карат" включен ряд моделей, которые можно объединить под общим названием бинарных реакций (во всех этих моделях вычисляется вероятность акта реакции и сравнивается со случайным числом χ из интервала от 0 до 1). Математические модели таких бинарных реакций, как генерация гамма-квантов тормозного излучения и DD-реакция, были подробно описаны в работах [3, 4, 21]. Для моделирования реакции фоторасщепления дейтрона был разработан и включен в код "Карат" 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 [32, 33] формулами, учитывающими электрическое (E) и магнитное дипольное (M) взаимодействие гамма-кванта с ядром дейтерия, $\sigma_{d\gamma}(\hbar\omega) = \sigma_E + \sigma_M$,

$$\sigma_E = \frac{8\pi}{3} \alpha \frac{\hbar^2}{m_p} \frac{\sqrt{I}(\hbar\omega - I)^{3/2}}{(\hbar\omega)^3} (1 + \kappa \cdot a), \quad \sigma_M = \frac{8\pi}{3\hbar c} (\mu_p - \mu_n)^2 \frac{\sqrt{I(\hbar\omega - I)}(\sqrt{I} + \sqrt{I_1})^2}{\hbar\omega(\hbar\omega - I + I_1)}; \quad (3.7)$$

где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, m_p – масса протона, $I = 2.23$ МэВ – энергия связи протона и нейтрона в ядре дейтерия, $\kappa = \sqrt{2\mu_D \cdot I} / \hbar$, (величина $1/\kappa = 4,32 \cdot 10^{-13}$ см – приближенный радиус дейтрона), $\mu_D = 0.85742 \mu_n$ – магнитный момент дейтрона, $\mu_n = -1.91315 \frac{e\hbar}{2m_p c}$ – магнитный момент нейтрона, $\mu_p = 2.7927 \frac{e\hbar}{2m_p c}$ – магнитный момент протона, $a = 1.5 \cdot 10^{-13}$ 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 конкретной макрочастицы – 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 начинается 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 $V = \sqrt{\frac{\hbar\omega - I}{m_p}}$ в системе центра масс. Угол разлета в плоскости, нормальной направлению гамма-кванта, выбирается случайным, а угол θ между на-

правлением разлета и направлением первичного гамма- кванта, в зависимости от реализовавшегося механизма (Е-М), выбирается в соответствии с вероятностью, пропорциональной $\sin^2(\theta)$ или равномерно распределенной от 0 до π . 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 ^3He , а также с выходом протона и ядра трития. Описание блока моделирования DD- реакций приводится в работе [4].

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 $\text{PdD}_{0.6}$ шириной $d_0 = 26$ мкм, рассматривались три значения толщины мишени $L = 1; 2; 3$ мкм. Для обеспечения лучшего поглощения лазерного излучения [34] 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 $n_e = 3,427 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, ионов палладия Pd^{5+} с массой $m_{\text{Pd}} = 106.42 m_p$, концентрацией $n_{\text{Pd}} = 6,12 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и степенью ионизации $N = 5$, дейтронов D^+ с массой $m_D = 2 m_p$ и концентрацией $n_D = 3,67 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$.

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 при $x = 15$ мкм, длительность гауссова импульса $t_0 = 50$ фс. В расчетах использовались значения интенсивности лазерных импульсов в диапазоне $I_0 = 2.5 \cdot 10^{20} - 4 \cdot 10^{21} \text{ Вт/см}^2$.

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 . Предварительные расчеты для мишени толщиной 1 мкм и степенью ионизации палладия $N = 10$ и $N = 15$ показали, что основные результаты настоящей работы качественно не изменяются. Более подробное изучение влияния степени ионизации палладия на исследуемые процессы, протекающие в лазерной плазме, предполагается провести 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 $\sqrt{\pi} r_0 = 26.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ для пересчета требуемых физических величин в их естественную размерность.

На рис. 9 приводится зависимость от времени количества гамма- квантов $N_{\gamma,sh}$ (пунктирная кривая) с энергией, превышающей порог фоторасщепления дейтрона

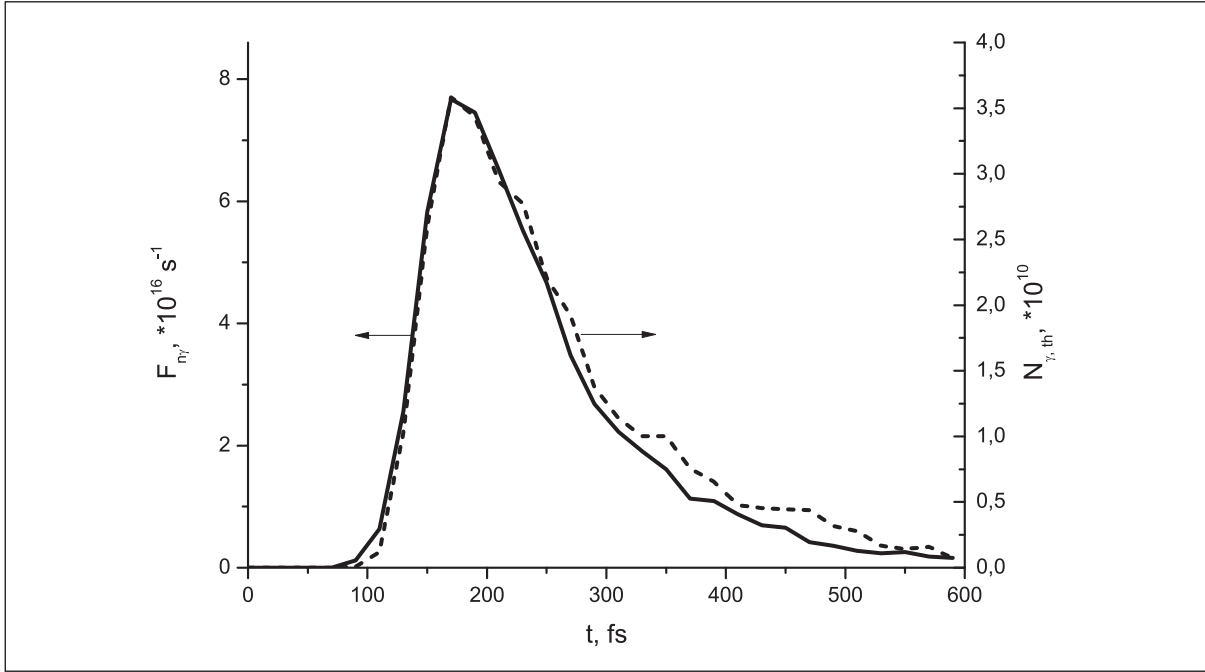


Рис. 9. Зависимость от времени выхода нейтронов в единицу времени $F_{n\gamma}$ в реакциях фоторасщепления дейтронов (сплошная кривая) и количества гамма-квантов $N_{\gamma,th}$ с энергией, превышающей E_{th} (пунктирная кривая) при $L = 2$ мкм и $I_0 = 10^{21}$ Вт/см²

$E_{th} = I = 2.23$ МэВ (см. формулу (3.7)), 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/см². Сплошная кривая на рис. 22 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. 9 практически одинаково в течение всего процесса фоторасщепления дейтронов, длящегося приблизительно 600 фс. Длительность нейтронного импульса, а также интервал 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:

$$F_{n\gamma} = \frac{dN_{n\gamma}}{dt} \propto \frac{d}{dt} \left(\sum_{\gamma} \sigma(\hbar\omega) \cdot c \cdot n_d \cdot dt \right) \approx \sigma_{\max,\gamma} \cdot c \cdot n_{d0} \cdot N_{\gamma,th}, \quad (3.8)$$

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), рассчитанное по формуле (3.7), $n_{d0} = 3.67 \cdot 10^{23}$ см⁻³ – начальная концентрация дейтронов. Подставляя в формулу (3.8) приведенные выше численные значения, а также максимальное значение $N_{\gamma,th} = 3.5 \cdot 10^{10}$ (см. рис. 9), 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 $N_{n\gamma} = 11800$).

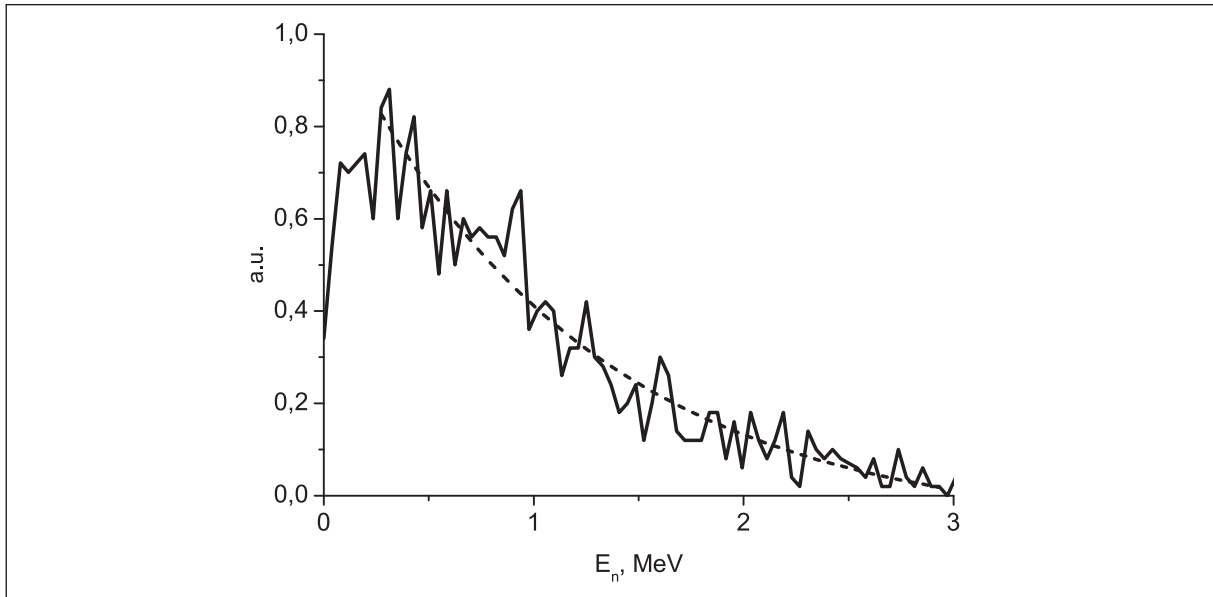


Рис. 10. Энергетический спектр нейтронов, образующихся в ходе реакций фоторасщепления дейтронов при облучении мишени из дейтерида палладия толщиной $L = 2$ мкм лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 10^{21}$ Вт/см²

Рис. 9. Зависимость от времени выхода нейтронов в единицу времени F_{ny} 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/см²

Энергетический спектр нейтронов, образующихся в ходе реакций фоторасщепления дейтронов, приведен на рис. 10 (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 «Карат». 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 ^3He .

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. 24) от монохроматического связано с движением высокоэнергетичных дейтронов.

Временная форма импульса источника нейтронов, образующихся в ходе DD-реакций, аналогична представленной на рис. 9. Однако, полный выход нейтронов N_{nD} , а также максимальная величина полного 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 [4]) в 55 раз выше максималь-

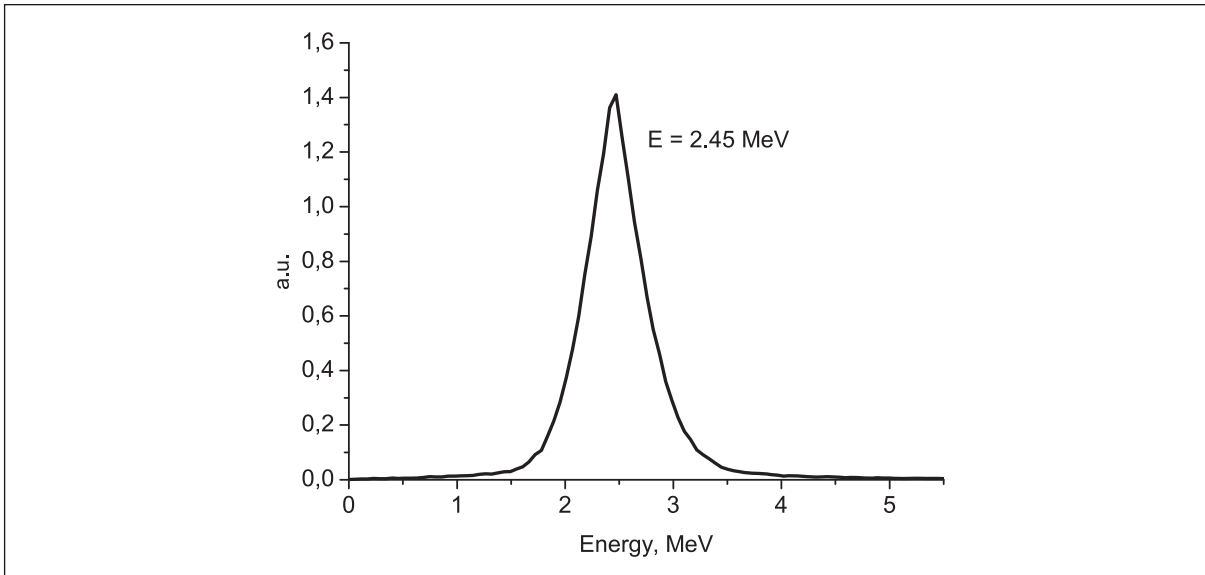


Рис. 11. Энергетический спектр нейтронов, возникающих в ходе DD-реакций, протекающих при облучении мишени из дейтерида палладия толщиной $L = 2$ мкм лазерным импульсом с интенсивностью $I_0 = 10^{21}$ Вт/см²

ного значения сечения реакции фоторасщепления дейтрона. Например, при облучении мишени толщиной $L=2$ мкм лазерным импульсом с интенсивностью $I_0=10^{21}$ Вт/см² 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. 12 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.

Для объяснения такого поведения нейтронов рассмотрим вопрос о формировании потоков высокоэнергетичных дейтронов, участвующих в DD-реакциях. Как было показано в работе [4], при воздействии сверх-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 рассматриваемой задаче.

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, [35]):

$$V_D = \sqrt{\frac{P}{m_D n_D}} = \sqrt{\frac{2RI_0}{cm_D n_D}}, \quad (3.9)$$

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

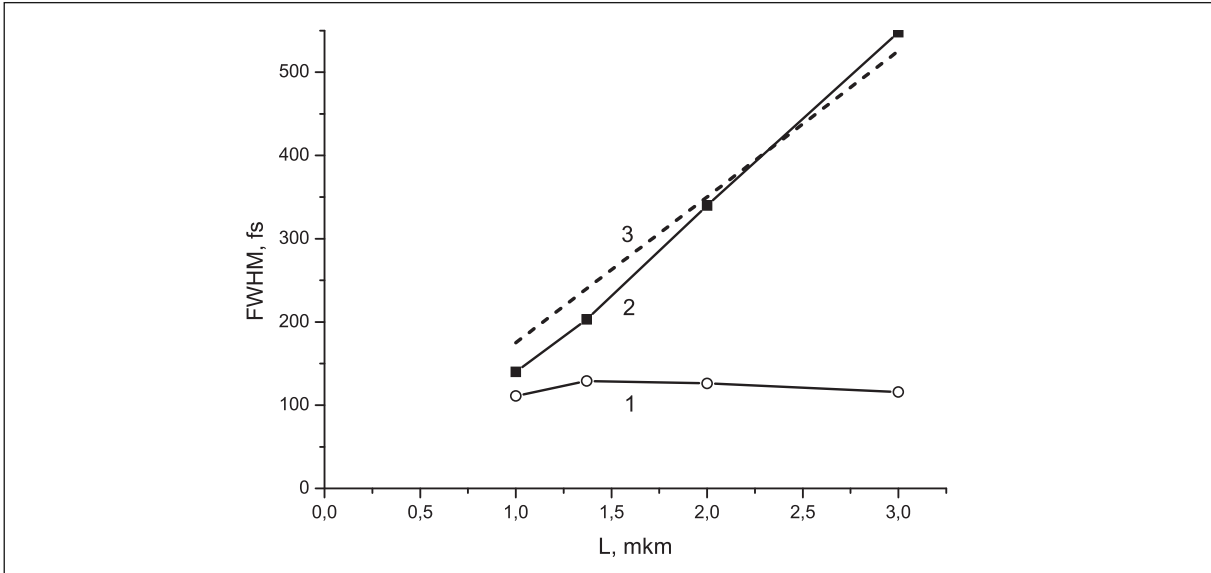


Рис. 12. Зависимость длительностей импульсов нейтронов, образовавшихся в реакциях фоторасщепления дейтронов (кривая 1) и в DD-реакциях (кривая 2) от толщины мишени L . Кривая (3) – расчет по формуле (4.10) при $I_0=10^{21}$ Вт/см² и $R=0.1$

Поскольку плазменная мишень является в целом квазинейтральной, то, как было показано в работе [36], 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:

$$\tau_{nD} = \frac{L}{V_D} = L \sqrt{\frac{cm_D n_D}{2RI_0}}, \quad (3.10)$$

где, напомним, L – толщина мишени. Таким образом, длительность нейтронного импульса прямо пропорциональна толщине мишени и обратно пропорциональна квадратному корню из интенсивности лазерного импульса. На рис. 12 (кривая 3) приводится расчет по формуле (3.10) зависимости длительности нейтронного импульса от толщины мишени при $I_0=10^{21}$ Вт/см². Значение коэффициента отражения $R=0.1$ определялось из результатов моделирования кодом "Карат", как отношение полной энергии лазерного излучения, отраженной от мишени толщиной $L=2$ мкм, к полной энергии лазерного импульса.

Интересно отметить, что достаточно грубая модель (3.10) неожиданно хорошо описывает результаты моделирования кодом "Карат", приведенные на рис. 12 (кривая 2). Более того, формула (3.10) правильно описывает зависимость длительности импульса DD-нейтронов от интенсивности лазерного импульса, как это видно из сравнения кривых 2 и 3 на рис. 13: кривая 2 показывает длительности импульсов нейтронов, образовавшихся в ходе DD-реакций в зависимости от интенсивности лазерного импульса, полученные из результатов моделирования кодом "Карат", а кривая 3 – ту же зависимость, рассчитанную по формуле (3.10) 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 нейтро-

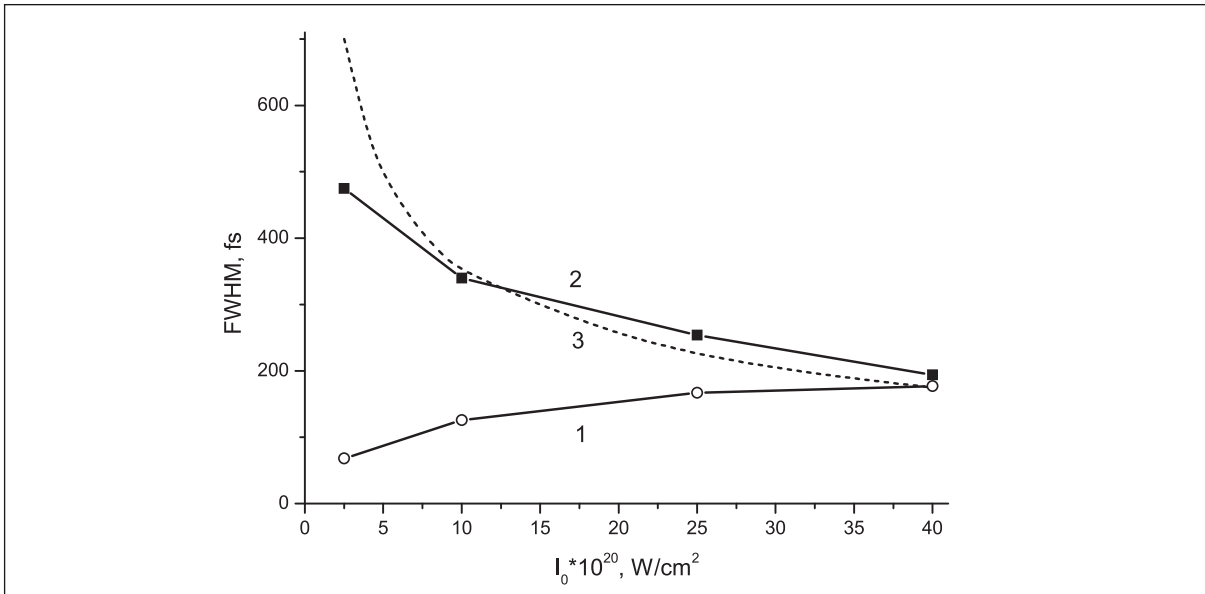


Рис. 13. Зависимость длительностей импульсов нейтронов, образовавшихся в реакциях фоторасщепления дейтронов (кривая 1), в DD- реакциях (кривая 2) от интенсивности лазерного импульса I_0 . Кривая (3) - расчет по формуле (4) при $L = 2$ мкм и $R = 0,1$

нов, образованных в ходе реакций фоторасщепления дейтронов, наоборот, увеличивается (см. кривую 1 на рис. 13). 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 $I_0 = 4 \cdot 10^{21}$ Вт/см² 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 $N_{ny} = 9 \cdot 10^4$. Напомним, что при интенсивности $I_0 = 10^{21}$ Вт/см² соответствующие значения были равны $N_{nd} = 6 \cdot 10^6$ и $N_{ny} = 1.2 \cdot 10^4$. Таким образом, 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 [37]), значения плотности потока нейтронов в рассматриваемой задаче достигают рекордных величин из-за микронных размеров и субпикосекундной длительности нейтронных импульсов.

Действительно, на рис. 14 приводятся зависимости пиковых значений интенсивностей импульсов нейтронов, образованных в ходе реакций фоторасщепления дейтронов F_{ny} и в ходе DD-реакций F_{nd} , от интенсивности лазерного импульса I_0 . Как видно из этого рисунка, при $I_0 > 5 \cdot 10^{20}$ Вт/см² пиковые значения интенсивности лазерно-плазменного нейтронного источника превышают величину 10^{19} нейтронов в секунду. Оценивая площадь нейтронного источника, как площадь лазерного пятна на мишени

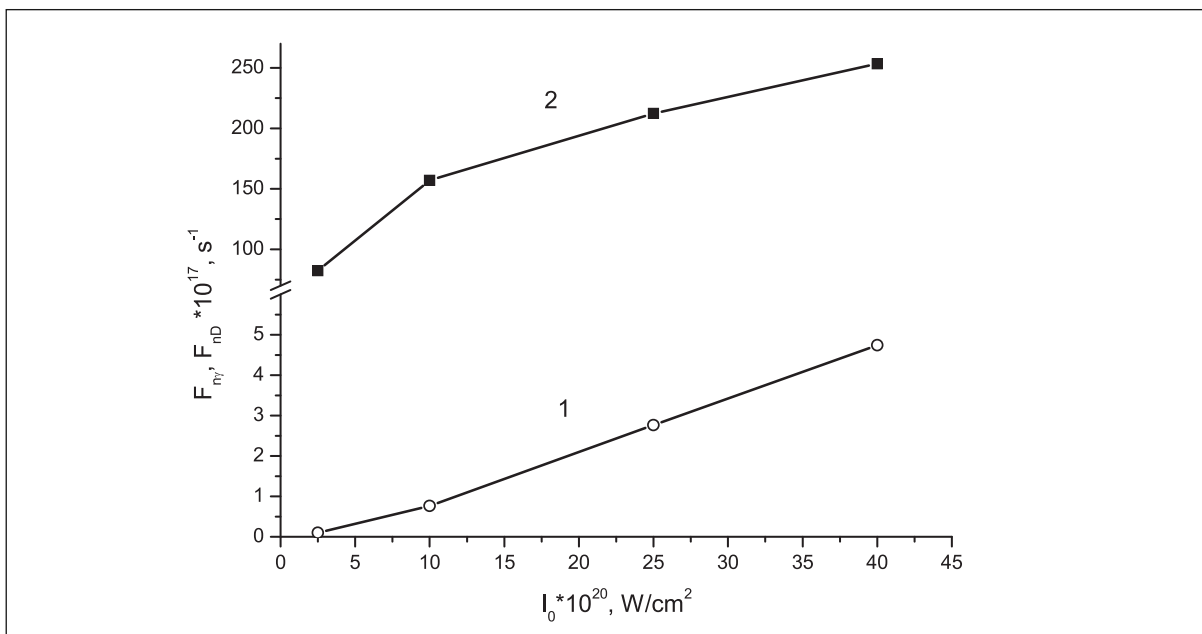


Рис. 14. Зависимости пиковых значений интенсивностей импульсов нейтронов, образованных в ходе реакций фоторасщепления дейтронов $F_{n\gamma}$ (кривая 1) и в ходе DD-реакций F_{nD} (кривая 2), от интенсивности лазерного импульса I_0 при $L = 2$ мкм

(10^{-5} см^2) получим максимальную плотность потока нейтронов не менее $10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, что на восемь порядков превосходит максимальные плотности потоков существующих нейтронных источников (по данным обзора [37]).

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 сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов – термоядерные реакции фоторасщепления и синтеза дейтронов будут эффективно идти в лазерной плазме только после прихода основного фемтосекундного лазерного импульса. Образование предплазмы при воздействии на мишень лазерных предимпульсов будет играть положительную роль, увеличивая поглощение основного фемтосекундного лазерного импульса.

4. Отражение сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса от плазмы околоскритической плотности

Исследования отражения лазерного импульса от плазмы ведутся практически с момента создания лабораторных лазеров, обладающих мощностью, достаточной для ионизации вещества [5]. 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. [38]. 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 –

следования 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 [6], 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 [5-12]. Большинство экспериментальных работ описывает ситуацию, когда сверхмощный лазерный импульс воздействует на твердотельную металлическую мишень [7-10, 39], при этом интенсивность лазерного импульса в отдельных экспериментах меняется в некотором диапазоне, обычно не превышая значения $I=10^{15}$ - 10^{16} Вт/см², а плотность образовавшейся плазмы близка к твердотельной. Авторы [7, 8, 10] приводят зависимости коэффициента отражения лазерного импульса от интенсивности для различных материалов и условий облучения: коэффициент отражения уменьшается с ростом интенсивности выше 10^{13} Вт/см². В работе [11] исследуются зависимости коэффициентов отражения и абсорбции фемтосекундных лазерных импульсов, падающих нормально на мишени различного состава, интенсивность лазерного излучения меняется в диапазоне $I=10^{13}$ - 10^{18} Вт/см². Эксперименты [11] показывают, что коэффициент отражения импульса от металлической мишени уменьшается с ростом интенсивности до 10^{15} Вт/см², 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 [5], 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/см², падающего на плоский плазменный слой. В работе [6] описана расчетная модель и приводятся результаты численного моделирования отражения лазерного импульса фемтосекундной длительности с интенсивностью $I=10^{14}$ - 10^{17} Вт/см² от лазерной плазмы твердотельной плотности, результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными других исследователей. В работе [12] также приводятся результаты численного моделирования отражения лазерного импульса с интенсивностью до 10^{20} Вт/см² от твердотельных мишеней. Авторы работ [7, 9, 10] приводят результаты теоретических расчетов коэффициента отражения в сравнении с полученными экспериментальными результатами. Например, в работе [9], 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/см² позволяет уточнять некоторые параметры модели.

Как видно из приведенных данных, верхнее значение интенсивности лазера $I=10^{16}$ - 10^{18} Вт/см², 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, когда электроны плазмы становятся релятивистскими, что соответствует интенсивности $I>10^{18}$ Вт/см² при длине волны $\lambda \approx 1$ мкм. Так как твердотельные мишени наиболее удобны для проведения экспериментов, основная часть накопленных данных о коэф-

коэффициенте отражения при интенсивности $I > 10^{16}$ Вт/см² относится к диапазону плотностей, значительно превышающих критическую плотность для лазерного 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/см² и плотностей плазмы ниже твердотельной плотности.

4.1. Определение коэффициента отражения лазерного импульса от околоскритической плазмы по формулам Френеля

Пусть 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:

$$E(t) = E_0 \exp \left[- \left(\frac{t - t_1}{t_2} \right)^2 \right], \quad (4.1)$$

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 $FWHM = t_2 \sqrt{2 \ln 2} \approx 1.18 t_2$, t_1 – длительность переднего фронта электромагнитного импульса.

Классические формулы Френеля для случая нормального падения монохроматической электромагнитной волны на однородную среду со ступенчатой границей общеизвестны [40]. С помощью этих формул можно найти коэффициент отражения по интенсивности монохроматической волны, которая, распространяясь в вакууме, падает на плазменную среду:

$$R_I = \left(\frac{n_{pl} - 1}{n_{pl} + 1} \right)^2, \quad (4.2)$$

где n_{pl} – показатель преломления плазменной среды.

Коэффициент отражения по напряженности записывается как:

$$R_E = \frac{n_{pl} - 1}{n_{pl} + 1}. \quad (4.3)$$

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

$$R_W = \frac{W'_1}{W_1}, \quad (4.4)$$

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 [41]:

$$n_{pl} \cong \sqrt{\varepsilon_\omega} = \sqrt{1 - \frac{4\pi \cdot e^2 n_e}{m_e \omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}}, \quad (4.5)$$

где e и m_e – заряд и масса электрона соответственно, n_e – концентрация электронов в

плазме¹, ω – частота электромагнитного излучения, $\omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}$ – плазменная частота.

Подставляем показатель преломления плазмы в (4.3):

$$R_E = \frac{\omega^2}{\omega_{pl}^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}} \right)^2. \quad (4.6)$$

В случае, когда подкоренное выражение в формуле (4.6) меньше нуля, коэффициент отражения становится равным единице:

$$R_E = 1 \text{ при } \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} > 1. \quad (4.7)$$

Физический смысл (4.7) следующий: монохроматические импульсы с частотой $\omega < \omega_{pl}$ отражаются от плазмы полностью.

Формула (4.6) 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.

Воспользуемся этим методом. Исходный импульс задается формулой:

$$f(t) = E_0 \cdot \sin \omega_0(t) \cdot \exp \left[-\left(\frac{t}{t_2} \right)^2 \right], \quad (4.8)$$

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 [42]:

$$g(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{+\infty} f(t) \cdot \sin \omega t \cdot dt. \quad (4.9)$$

Формула (4.9) учитывает, что функция (4.8) является нечетной. После подстановки (4.8) в (4.9) и интегрирования получаем следующий вид функции $g(\omega)$:

$$g(\omega) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{2}} \left\{ \exp \left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2 \right] - \exp \left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2 \right] \right\}. \quad (4.10)$$

Обратное преобразование Фурье в тригонометрической форме для нечетной функции выглядит следующим образом [42]:

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \cdot \sin \omega t \cdot d\omega. \quad (4.11)$$

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:

¹ 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} .

$$f_{refl}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \cdot \sin \omega t \cdot R_E(\omega) \cdot d\omega. \quad (4.12)$$

Подставив в (4.11) выражения для $g(\omega)$ (3.9) и $R_E(\omega)$ (4.5), получаем формулу для отраженного импульса в следующем виде:

$$f_{refl}(t) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\omega_{pl}^2} \int_0^{+\infty} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2\right] - \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2\right] \right\} \times \\ \times \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}} \right) \sin \omega t \cdot \omega^2 d\omega. \quad (4.13)$$

Учитывая (4.6) и (4.7), можно заключить, что результирующий отраженный сигнал складывается из двух частей:

$$f_{refl} = f'_{refl}(t) + f''_{refl}(t), \quad (4.14)$$

где

$$f'_{refl}(t) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{\pi}} \frac{1}{\omega_{pl}^2} \int_0^{+\infty} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2\right] - \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2\right] \right\} \times \\ \times \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2}} \right) \sin \omega t \cdot \omega^2 d\omega \quad \text{при } \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} < 1, \quad (4.15)$$

$$f''_{refl}(t) = \frac{E_0 t_2}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{\omega_{pl}} \left\{ \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega - \omega_0)^2\right] - \exp\left[-\frac{1}{4} t_2^2 (\omega + \omega_0)^2\right] \right\} \sin \omega t \cdot d\omega \quad \text{при } \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} > 1. \quad (4.16)$$

После нахождения отраженного импульса f_{refl} можно определить коэффициент отражения по энергии (4.4). Для ограниченного во времени электромагнитного импульса можно вычислить удельную энергию, падающую на единицу площади, проинтегрировав мгновенные значения интенсивности волны по времени:

$$w = \int_{t^H}^{t^K} I dt, \quad (4.17)$$

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

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

$$R_w = \frac{w_R}{w_I} = \frac{\int_{t_R^S}^{t_R^F} I_R dt}{\int_{t_I^S}^{t_I^F} I_I dt}, \quad (4.18)$$

где w_R – энергия отраженной волны, приходящаяся на единицу площади, w_I – энергия падающей волны, приходящаяся на единицу площади, I_R – мгновенная интенсивность отраженной волны, I_I – мгновенная интенсивность падающей волны, $[t_I^S; t_I^F]$, $[t_R^S; t_R^F]$ – интервалы времени, на которых существуют соответственно падающая и отраженная волна.

Интенсивность света в вакууме пропорциональна квадрату амплитуды световой волны. Следовательно, можно переписать формулу (4.18) в виде:

$$R_w = \frac{\int_{t_R^S}^{t_R^F} E_R^2(t) dt}{\int_{t_I^S}^{t_I^F} E_I^2(t) dt}, \quad (4.19)$$

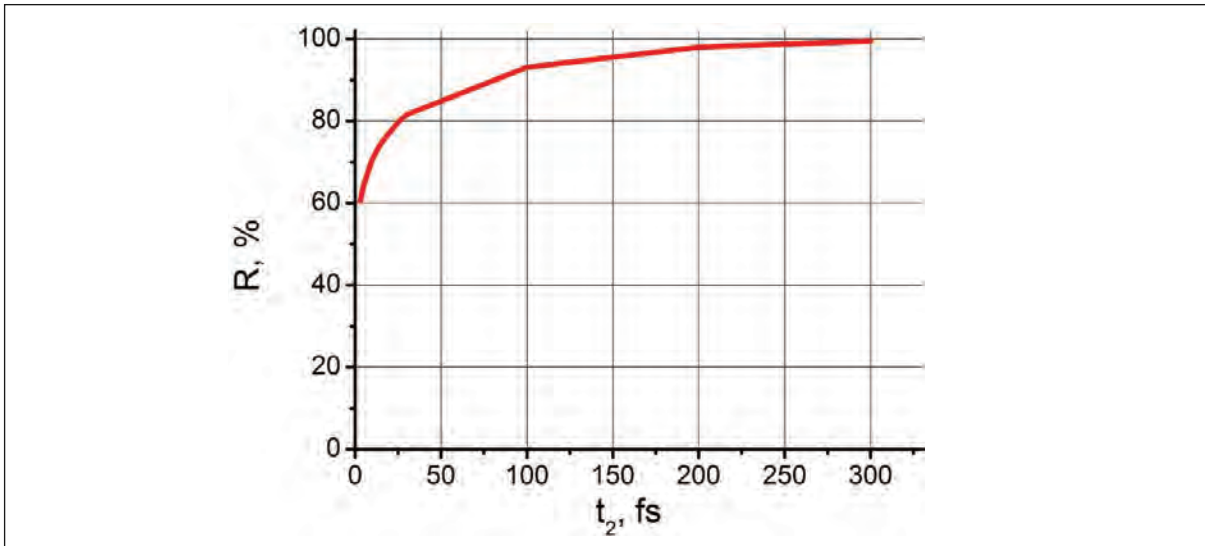


Рис. 15. Зависимость коэффициента отражения от длительности импульса в случае критической концентрации плазмы $n_{cr}=1.12 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$

где $E_i(t)$ и $E_r(t)$ – напряженность падающей и отраженной электромагнитной волны соответственно.

Формула (4.19) совместно с формулами (4.14)-(4.16) позволяет вычислить коэффициент отражения по энергии для электромагнитного импульса фемтосекундной длительности в случае плазмы околоскритической плотности. На рис. 15 приведен график зависимости коэффициента отражения по энергии от длительности импульса для случая, когда плотность плазмы равна критической. Для электромагнитного импульса с длиной волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$ критическая концентрация плазмы $n_{cr} = 1,21 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Из графика на рис. 15 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 немонотонности 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.

4.2. Численное моделирование отражения лазерного импульса от плазмы околоскритической плотности

Численное моделирование отражения лазерного импульса от плазменной мишени и его поглощения проводилось посредством двухмерной XZ-версии электромагнитного 3D PIC кода KARAT. Использовалась следующая модель физической системы: плоская электромагнитная волна с огибающей, описываемой распределением Гаусса (4.1), запускалась слева вдоль оси Z в вакуум (см. рис. 16). При $z=15 \text{ мкм}$ размещалась мишень толщиной 15 мкм в виде плазменного слоя, моделируемого PIC-частицами. Электро-

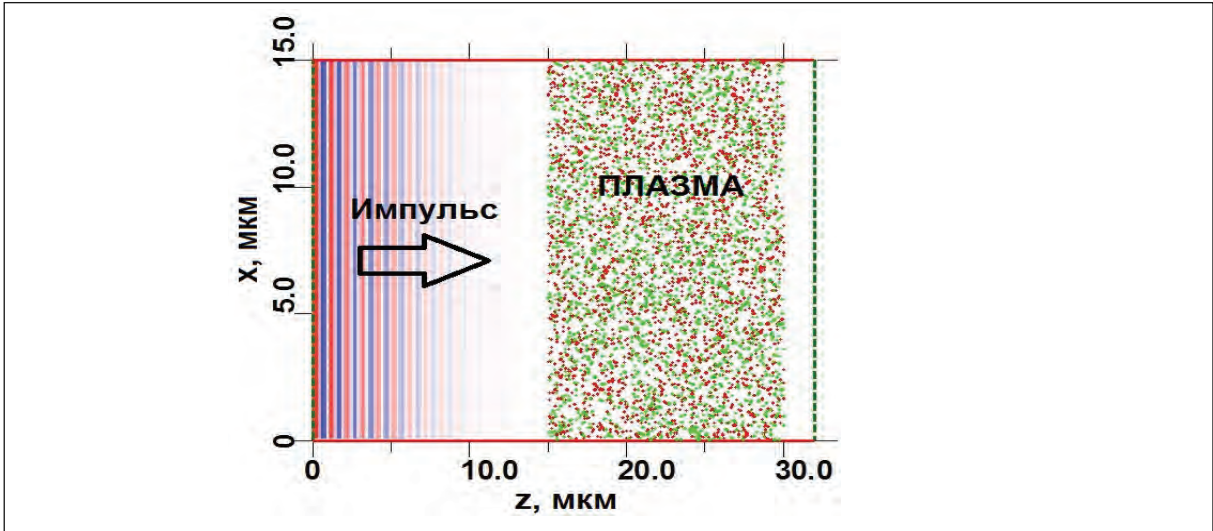


Рис. 16. Конфигурация счетной области

магнитная волна 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.

Численные расчеты были проведены для следующих параметров электромагнитного импульса и плазмы:

- частота лазерного излучения $\nu = 3 \cdot 10^{14}$ Гц, т.е. длина волны $\lambda = 1$ мкм;
- концентрация электронов плазмы $n_e = n_{cr} = 1,12 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$ – критическая концентрация для данной частоты, а также $n_e = 0,5n_{cr}$ и $n_e = 0,75n_{cr}$;
- временной параметр, определяющий длительность лазерного импульса (см. (4.1)) $t_2 = 30$ фс;
- временная задержка лазерного импульса $t_1 = 60$ фс (см. (4.1));
- интенсивность лазерного импульса в различных расчетах $I = 10^{16} \dots 10^{21}$ Вт/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 (4.19) 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:

$$T = \frac{\int_{t_i^S}^{t_f^F} E_T^2(t) dt}{\int_{t_i^S}^{t_f^F} E_I^2(t) dt}, \quad (4.20)$$

где $E_T(t)$ – напряженность электромагнитной волны, прошедшей сквозь плазменный слой.

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

$$A = 1 - R - T. \quad (4.21)$$

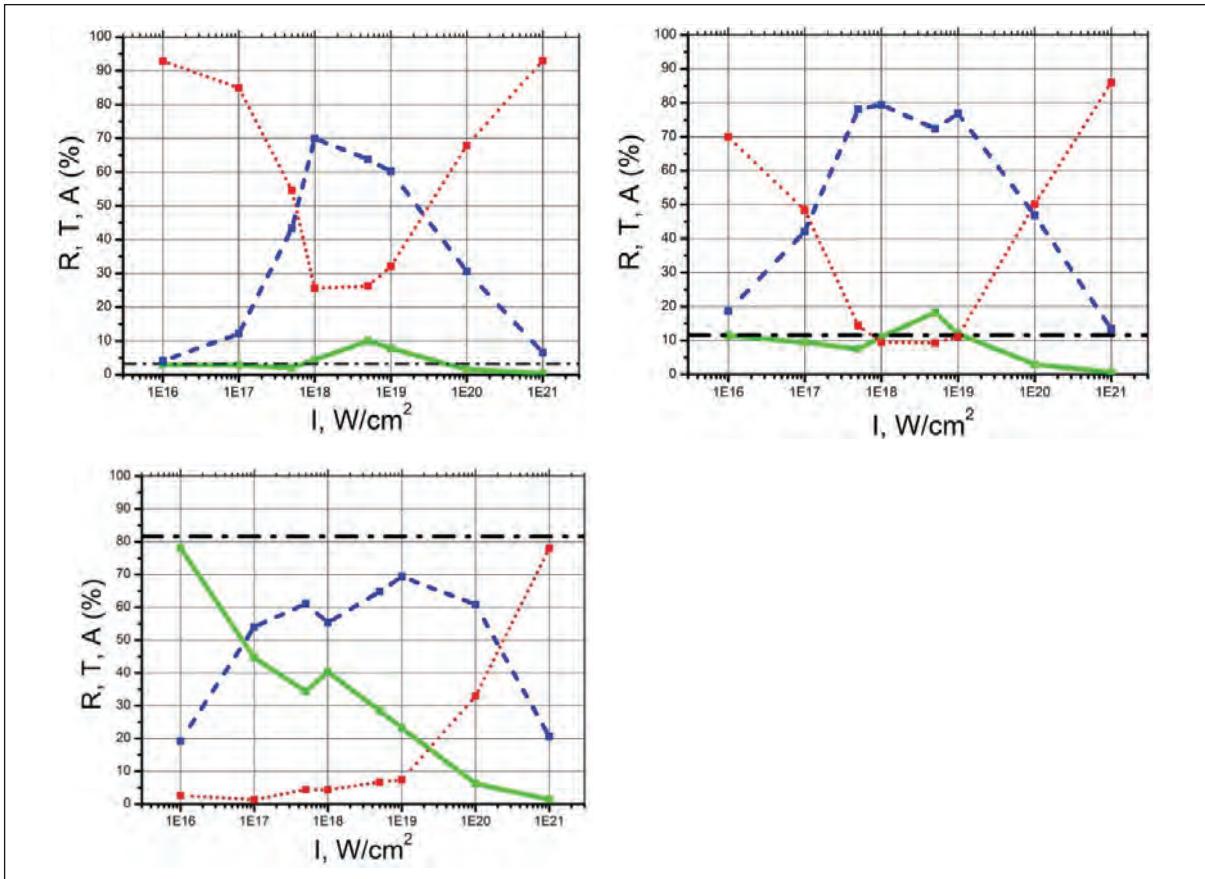


Рис. 17. Зависимости коэффициента отражения (сплошная линия), пропускания (пунктирная линия) и поглощения (штриховая линия) от интенсивности лазерного импульса с $t_2 = 30 \text{ фс}$ для различных плотностей плазмы: (а) $n_e = 0,5n_{cr}$, (б) $n_e = 0,75n_{cr}$, (в) $n_e = n_{cr}$; штрихпунктирные линии – результат расчета коэффициентов отражения по формулам п. 3.2 для соответствующих плотностей плазмы

На рисунке 17 приведены зависимости коэффициентов отражения, прохождения и поглощения от интенсивности электромагнитного импульса, полученные для импульса длительностью $t_2 = 30 \text{ фс}$ 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 $t_2 = 30 \text{ фс}$ (см. п. 4.2). Из графиков на рис. 17 видно, что для всех рассматриваемых плотностей плазмы характерно следующее: коэффициент отражения убывает в интервале интенсивностей импульса $10^{16} \dots 5 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$, затем следует возрастание – локальный максимум находится в интервале $10^{18} \dots 10^{19} \text{ Вт/см}^2$, и затем при интенсивности более 10^{19} Вт/см^2 коэффициент отражения вновь убывает практически до нулевых значений. На интервале интенсивностей $10^{18} \dots 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ находится не только локальный максимум коэффициента отражения, но и локальный минимум коэффициента пропускания для случаев $n_e = 0,5n_{cr}$, $n_e = 0,75n_{cr}$ (рис. 17 (а, б)). На основании этих результатов можно предположить, что изменение коэффициента отражения обусловлено поглощением электромагнитной энергии в слое и развитием в плазме внутренних процессов, влияющих на отражение. Рассмотрим подробнее эти процессы.

4.3. 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 $n_e = 0,5n_{cr}$. На рис. 18

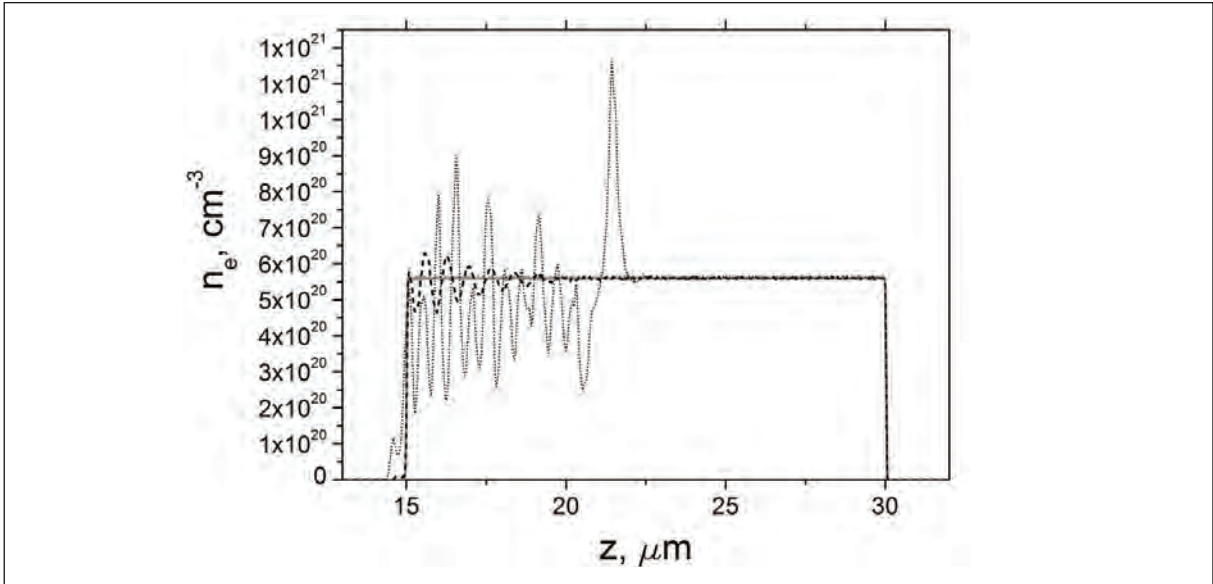


Рис. 18. Профиль электронной плотности плазменного слоя в момент времени $t=90$ фс для начальной концентрации электронов в слое $n_e=0,5n_{cr}=5,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и различных интенсивностей лазерного импульса: сплошная серая линия – $I=10^{16} \text{ Вт/см}^2$, штриховая линия – $I=5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, пунктирная линия – $I=10^{21} \text{ Вт/см}^2$

показаны профили средней электронной плотности для момента времени $t=90$ фс и трех интенсивностей лазерного импульса: $I=10^{16}; 5 \cdot 10^{18}; 10^{21} \text{ Вт/см}^2$. Заметим, что во всех расчетах в момент времени $t=90$ фс передний фронт лазерного импульса уже проник вглубь плазменного слоя на половину его толщины.

Как видно из рис. 18, при интенсивности импульса $I=10^{16} \text{ Вт/см}^2$ профиль электронной плотности не отличается от начального: на всей толщине слоя $n_e \approx 0,5n_{cr}$. При $I=5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ на рис. 18 видна структура электронной плотности в области левой границы слоя. Похожая структура электронной плотности существует в слое и при интенсивности $I=10^{21} \text{ Вт/см}^2$, 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 $n_e = 0,75n_{cr}$ и $n_e = n_{cr}$.

На рис. 19 график профиля электронной плотности совмещен с графиком напряженности электромагнитной волны внутри плазменного слоя для случая $n_e = 0,5n_{cr}$, $I=5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$. Из рис. 19 видно, что локальные максимумы электронной плотности совпадают с минимумами электромагнитной волны. Таким образом, период структуры электронной плотности равен половине длины электромагнитной волны в плазме. Данная зависимость выполняется во всех расчетах для всех рассматриваемых плотностей плазменного слоя. Подробное изучение физического механизма, приводящего к возникновению подобной модуляции электронной плотности при облучении плазмы сверхмощным лазерным импульсом, представляет материал для дальнейших исследований.

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

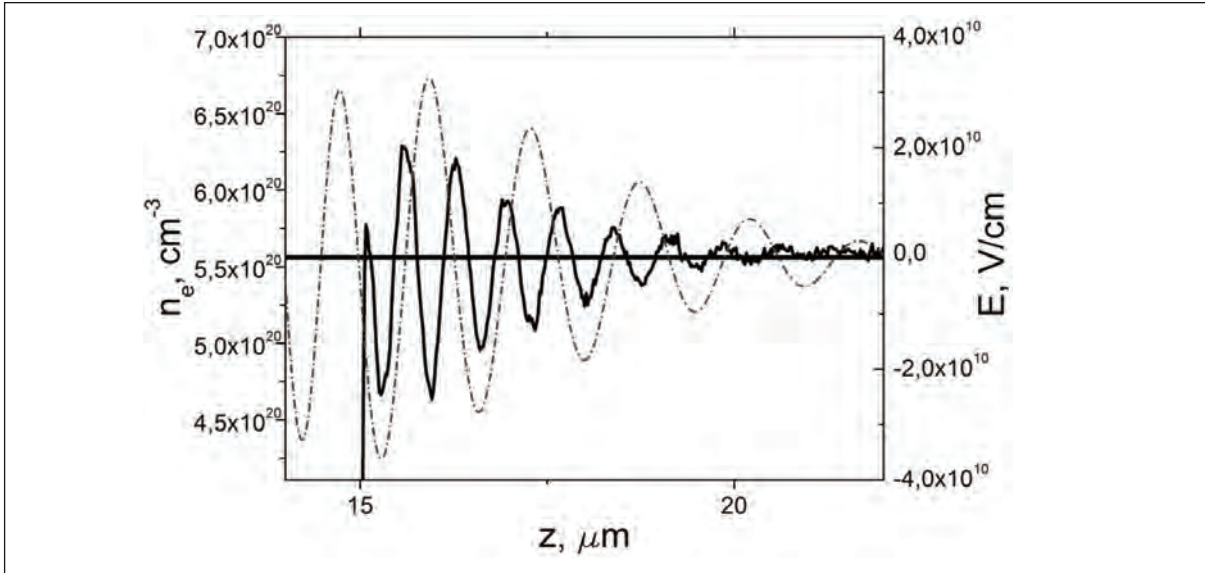


Рис. 19. Профиль средней электронной плотности плазменного слоя (сплошная черная линия) и мгновенная напряженность электромагнитной волны (штрихпунктирная линия) в момент времени $t=90$ фс для начальной концентрации электронов в слое $n_e=0,5n_{cr}=5,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и интенсивности $I=5 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$; сплошная линия соответствует уровню начальной концентрации электронов и нулю электрического поля

$$V_{ee} = V_{gr}^{EM} = c \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pl}^2}}. \quad (4.22)$$

При отражении той части лазерного импульса, которая падает на плазменный слой с уже сформированной структурой электронной плотности, наблюдается эффект Доплера: 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 указывает на то, что отражение происходит от периодической структуры электронной плотности внутри плазменного слоя.

Таким образом, мы имеем основания предположить, что именно структура электронной плотности является причиной существования локального максимума коэффициента отражения на графике зависимости от интенсивности (рис. 17). Для проверки этого предположения были исследованы оптические характеристики подобной слоистой среды с помощью методики, описанной в [43], 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 $n_e = 0,5n_{cr}$. 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 $n_e = 0,5n_{cr}$ (см. рис. 19). Значения показателей преломления n_{pl1} и n_{pl2} были рассчитаны по формуле (4.5). Плотность электронов плазмы в (4.5) для n_{pl1} и n_{pl2} была принята равной соответственно максимальному и минимальному значению плотности в формирующейся внутри плазменного слоя структуре (см. рис. 19): $n_{pl1} = n_{pl}(n_{eMAX})$, $n_{pl2} = n_{pl}(n_{eMIN})$. 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:

$$\begin{aligned}
n_{eMAX} &= n_{e0} + \Delta n, \quad n_{pl1} = n_{pl}(n_{e0} + \Delta n), \\
n_{eMIN} &= n_{e0} - \Delta n, \quad n_{pl2} = n_{pl}(n_{e0} - \Delta n), \\
R(n_{pl1}, n_{pl2}) &= R(\Delta n),
\end{aligned} \tag{4.23}$$

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. 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 импульс сначала падает на слой с меньшей электронной концентрацией $n_{pl2} = n_{pl}(n_{eMIN})$. На рис. 20 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. 20 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/см², а также с результатом расчета по формулам Френеля (см. п. 4.2). Из рис. 20 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. 20 является областью возможных значений коэффициента отражения. Сплошная кривая на рис. 20 построена на основании данных численного моделирования (см. рис. 17а), 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/см² и $I = 10^{21}$ Вт/см². 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 $n_e = 0,75n_{cr}$ и $n_e = n_{cr}$. Заметим, что подобный подход объясняет значительное уменьшение коэффициента отражения в случае $n_e = n_{cr}$ (см. рис. 17в) в диапазоне интенсивностей $I = 10^{16} \dots 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см², 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.

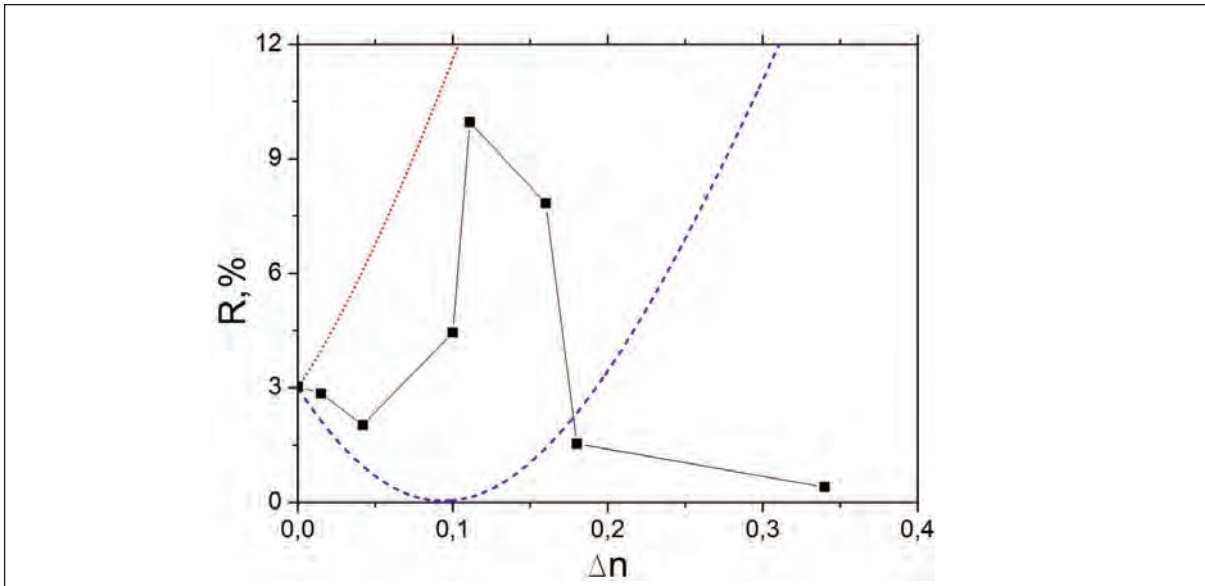


Рис. 20. Зависимость коэффициента отражения лазерного импульса от величины отклонения электронной концентрации Δn для слоистой системы с чередующимися показателями преломления n_{pl1} , n_{pl2} : импульс первоначально падает на слой с n_{pl1} - штриховая кривая, на слой с n_{pl2} - пунктирная кривая; сплошная кривая – данные численных расчетов.

Для всех рассматриваемых плотностей плазмы наблюдается уменьшение коэффициента отражения в области высоких интенсивностей лазерного импульса (см. рис. 17). Данное явление было описано исследователями достаточно давно [44, 45] и получило название релятивистского просветления. Электромагнитное поле разгоняет электроны до скоростей, близких к скорости света, вследствие чего происходит увеличение эффективной 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 [46]:

$$\varepsilon^{tr} = 1 - \frac{\omega_{pl,UR}^2}{\omega^2}, \quad (4.24)$$

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 (4.24) вместо (4.5) и проведя расчеты по формулам Френеля, аналогичные расчетам в п. 4.2, мы получили значения коэффициента отражения лазерного импульса от плазмы с критической плотностью в ультрарелятивистском пределе, которые оказались весьма близки к результатам численного расчета посредством кода «Карат». Температура электронов для подстановки в формулу (4.24) была взята из численного расчета. Так как явление релятивистского просветления достаточно хорошо изучено [47-49], мы не приводим здесь подробного анализа этих данных.

Изложенные результаты опубликованы в работах [50, 51].

5. Заключение

С помощью двумерной хз-версии РИС-кода «Карат» проведено моделирование взаимодействия сверхинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с твердотельными дейтерий-содержащими мишенями. Исследованы процессы генерации нейтронов в таких мишенях в результате протекания реакций синтеза дейтронов и реакций фоторасщепления ядра дейтерия.

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

Исследованы физические механизмы, обуславливающие формирование нейтронных импульсов субпикосекундной длительности при воздействии сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения на мишени из дейтерида палладия, а также найдены пути увеличения нейтронного выхода за счет оптимизации параметров лазерных импульсов и мишеней. Показано, что длительность импульса нейтронов, возникающих в ходе реакций фоторасщепления дейтронов, определяется интервалом 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 ($6 \cdot 10^6$ 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 $10^{24} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, на восемь порядков превосходит максимальные плотности потоков существующих нейтронных источников.

Проведено подробное исследование коэффициента отражения сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса от плазмы с околосверхкритической 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 сверхинтенсивного 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. Физические механизмы, приводящие к формированию таких структур в плазме, требуют дальнейших исследований.

Литература

1. *Tarakanov V.P.* User's manual for Code KARAT // VA, USA: Berkeley Research Associates, Inc., 1992.
2. *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, **40** (1), 64-67.
3. *Андреев С.Н., Гаранин С.Г., Рухадзе А.А. и др.* Моделирование генерации гамма-квантов тормозного излучения при облучении тонких металлических пленок сверхинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами // Квантовая электроника, 2010, **40** (4), 355-362.
4. *Андреев С.Н., Гаранин С.Г., Рухадзе А.А. и др.* Моделирование эмиссии нейтронов при облучении мишеней из дейтерированного полиэтилена сверхинтенсивными лазерными импульсами // Квантовая электроника, 2011, **41** (4), 377-381.
5. *Афанасьев Ю.В., Демченко Н.Н., Крохин О.Н., Розанов В.Б.* Поглощение и отражение лазерного излучения разлетающейся высокотемпературной плазмой // ЖЭТФ, 1977, **72**, 170-179.
6. *Величко О.М., Урлин В.Д., Якутов Б.П.* Взаимодействие лазерного импульса фемтосекундной длительности с конденсированным веществом // Доклад на конференции "VI Забабахинские научные чтения, 2001, Саров", URL: <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/6zst/dokl/sec3/1.pdf>.
7. *Grimes M.K., Rundquist A.R., Lee Y.S., Downer M.C.* Experimental identification of «vacuum heating» at femtosecond-laser irradiated metal surfaces // Phys. Rev. Lett., 1999, **82** (20), 4010-4013.
8. *Комаров П.С., Агранат М.Б., Ашитков С.И. и др.* Экспериментальные исследования неидеальной плазмы твердотельной плотности, образованной мощными фемтосекундными лазерными импульсами // Доклад на конференции "Научная сессия МИФИ-2009, Москва", URL: <http://library.mephi.ru/data/scientific-sessions/2009/t4/7-2-1.doc>.
9. *Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И. и др.* Определение транспортных и оптических свойств неидеальной плазмы твердотельной плотности при фемтосекундном лазерном воздействии // Письма в ЖЭТФ, 2007, **85** (6), 328-333.
10. *Chen L.M., Zhang J., Dong Q.L. et al.* Hot electron generation via vacuum heating process in femtosecond laser-solid interactions // Phys. Plasmas, 2001, **8**, 2925-2929.
11. *Price D.F., More R.M., Walling R.S. et al.* Absorption of ultra-short laser pulses by solid targets heated rapidly to temperatures 1-1000 eV // Phys. Rev. Lett., 1995, **75** (2), 252-255.
12. *Lefebvre E., Bonnaud G.* Transparency/opacity of a solid target illuminated by ultrahigh-intensity laser pulse // Phys. Rev. Lett., 1995, **74** (11), 2002-2005.
13. *McKenna P., Ledingham K.W.D., Spencer I. et al.* Experiments in laser-induced nuclear physics // Report on "11th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems ICENES 2002", Oct. 2002, Albuquerque, USA, URL: http://www.researchgate.net/publication/2832968_Experiments_In_Laser-Induced_Nuclear_Physics
14. *McKenna P., Ledingham K.W.D., Robson L.* Laser-driven ion acceleration and nuclear activation // Lecture Notes in Physics, 2006, **694**, 91-107.
15. *Higgison D.P., McNaney J.M., Swift D.C. et al.* Production of neutrons up to 18 MeV in high-intensity, short-pulse laser matter interactions // Phys. Plasmas, 2011, **18**, 100703, 4 pp.
16. *Macchi A.* A femtosecond neutron source // Appl. Phys. B, 2006, **82**, 337-340.
17. *Petrov G.M., Davis J.* Influence of prepulse plasma formation on neutron production from the laser-target interaction // Phys. Plasmas, 2008, **15**, P. 083107, 9 pp.
18. *Ledingham K.W.D., J. Magill, McKenna P. et al.* Laser-driven photo-transmutation of ^{129}I – a long-lived nuclear waste product // J. Phys. D: Appl. Phys., 2003, **36** (18), 79-82.
19. *Higginson D.P., McNaney J.M., Swift D.C. et al.* Laser generated neutron source for neutron resonance spectroscopy // Physics of plasmas, 2010, **17**, P. 100701, 4 pp.
20. *Рябов Ю.В., Грачев М.И., Каманин Д.В. и др.* Импульсный нейтронный источник на протонном пучке Московской мезонной фабрики // Физика твердого тела, 2010, **52** (5), 957-960.
21. *Андреев С.Н., Гаранин С.Г., Еремеечева Ю.И. и др.* Оптимизация выхода нейтронов при сверхинтенсивном лазерном воздействии на мишени из дейтерированного полиэтилена // Квантовая Электроника, 2012, **42** (7), 600-604.
22. *Бэдсел Ч.К., Ленгдон А.Б.* Физика плазмы и численное моделирование // М.: Энергоатомиздат, 1989, 452 стр.
23. *Dawson J.M.* Particle simulation of plasmas // Rev. Mod. Phys., 1983, **55** (2), 403-447.
24. *Pukhov A.* Strong field interaction of laser radiation // Rep. Prog. Phys., 2003, **66**, 47-101.
25. *Быченков В.Ю., Тихончук В.Т., Толоконников С.В.* Лазерное инициирование ядерных реакций высокоэнергетичными ионами // ЖЭТФ, 1999, **115** (6), 2080-2090.
26. *Ledingham K.W.D., Norreys P.A.* Nuclear physics merely using a light source // Contemporary Physics, 1999, **40** (6), 367-383.

27. *Davis J., Petrov G.M.* Neutron production from ultrashort pulse lasers using linear and circular polarization // *Physics of plasmas*, 2011, **18** (7), 073109, 6 pp.
28. *Schwoerer H., Gibbon P., Düsterer S. et al.* MeV X rays and photoneutrons from femtosecond laser-produced plasmas // *Phys.Rev.Lett.*, 2001, **86** (11), 2317-2320.
29. *Попов В.С.* Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) // *УФН*, 2004, **174** (9), 921-951.
30. *Келдыш Л.В.* Ионизация в поле сильной волны // *ЖЭТФ*, 1964, **47** (5), 1945-1957.
31. *Antonov V.E., Fedotov V.K., Gnesin B.A. et al.* Anisotropy in the inelastic neutron scattering from fcc NiH // *Europhys. Lett.*, 2000, **51** (2), 140-146.
32. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Теоретическая физика. Том IV. Квантовая электродинамика // М.: Наука, 1980, 704 стр.
33. *Roy R.R., Nigam B.P.* Nuclear Physics. Theory and experiment // NY: John Wiley & Sons LTD, 1967, 602 pp.
34. *Andreev A., Kumar N., Platonov K., Pukhov A.* Efficient generation of fast ions from surface modulated nanostructure targets irradiated by high intensity short-pulse lasers // *Phys. Plasmas*, 2011, **18**, 103103, 5 pp.
35. *Беляев В.С., Крайнов В.П., Лисица В.С., Матафонов А.П.* Генерация быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями // *УФН*, 2008, **178** (8), 823-847.
36. *Андреев С.Н., Тараканов В.П.* Ускорение электронов и протонов в сверхсильном лазерном поле: расчеты и модели // *Физика плазмы*, 2009, **35** (12), 1094-1101.
37. *Кутеев Б. В., Гончаров П.Р., Сергеев В. Ю., Хрипунов В. И.* Мощные нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза // *Физика плазмы*, 2010, **36** (4), 307-346.
38. *Norreys P.A., Krushelnick K.M., Zepf M.* PW lasers: matter in extreme laser fields // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2004, **46**, B13-B21.
39. *Cai Y., Wang W., Xia C. et al.* Time-resolved measurements on reflectivity of an ultrafast laser-induced plasma mirror // *Phys. Plasmas*, 2009, **16**, 103104, 6 pp.
40. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Том VIII. Электродинамика сплошных сред // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005, 656 стр.
41. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Том X. Физическая кинетика // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002, 536 стр.
42. *Курант Р., Гилберт Д.* Методы математической физики // ГТТИ, 1933, 525 стр.
43. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики // М.: Наука, 1973, 720 стр.
44. *Steiger A.D., Woods C.H.* Intensity-dependent propagation characteristics of circularly polarized high-power laser radiation in a dense electron plasma // *Phys. Rev. A*, 1972, **5** (3), 1467-1474.
45. *Kaw P., Dawson J.* Relativistic nonlinear propagation of laser beams in cold overdense plasmas // *Phys. Fluids*, 1970, **13** (2), 472-481.
46. *Силин В.П., Рухадзе А.А.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред // М.: Книжный дом "ЛИБРОКОМ", 2012, 248 стр.
47. *Palaniyappan S., Hegelich B.M., Wu H. et al.* Dynamics of relativistic transparency and optical shuttering in expanding overdense plasmas // *Nature Physics*, 2012, **8**, 763-769.
48. *Siminos E., Grech M., Skupim S. et al.* Effect of electron heating on self-induced transparency in relativistic-intensity laser-plasma interactions // *Phys. Rev. E*, 2012, **86**, 056404, 12 pp.
49. *Fuchs J., Adam J.C., Amiranoff F. et al.* Transmission through highly overdense plasma slabs with subpicosecond relativistic laser pulse // *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80** (11), 2326-2329.
50. *Андреев С.Н., Еремеева Ю.И., Тараканов В.П.* Особенности отражения фемтосекундного лазерного импульса от околосубкритической плазмы // *Краткие сообщения по физике ФИАН*, 2013, **40** (8), 25-32.

PIC-SIMULATION OF LASER-PLASMA SYSTEMS

S.N. Andreev¹, Y.I. Ereimeicheva¹, V.P. Tarakanov²

¹*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Science*

²*Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences*

andreevsn@ran.gpi.ru, ereimeicheva@yandex.ru, karat8tarak@gmail.com

Received 03.03.2014

The review of PIC-simulations of the action of super-intense femtosecond laser pulses on various density and composition plasma is given. The simulations were carried out by means of the PIC-code «Karat». Nuclear processes in deuterium-containing targets leading to the neutron emission under the effect of the laser radiation was investigated. As a result of this research the ways to the optimization of laser-plasma neutron sources parameters were suggested. The reflection coefficient of super-intense femtosecond laser pulses from near-critical plasma was investigated. It is shown, that the reflection coefficient behaves abnormally on the definite laser intensity interval, the local maximum of the decreasing reflection coefficient curve exists.