

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫЛЕТА НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В УСЛОВИЯХ ПОНДЕРОМОТОРНОГО МЕХАНИЗМА НАГРЕВА ИОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА $(\text{CD}_2)_n$ -МИШЕНЬ

Н. Н. Демченко^{a*}, *С. Ю. Гуськов*^a, *В. Б. Розанов*^a,
А. И. Громов^a, *В. С. Беляев*^b, *Д. В. Ковков*^b, *А. В. Лобанов*^b,
А. Ю. Кедров^b, *А. П. Матафонов*^b, *В. П. Крайнов*^c

^a Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^b Центральный научно-исследовательский институт машиностроения
141070, Королев, Московская обл., Россия

^c Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 28 июня 2018 г.,
после переработки 20 августа 2018 г.
Принята к публикации 22 августа 2018 г.

На пикосекундной лазерной установке «Неодим» проведены эксперименты по измерению углового распределения DD-нейтронов, рождающихся в ядерных реакциях при облучении мишени из $(\text{CD}_2)_n$. В эксперименте кроме основного импульса имелись предимпульсы. Измерения показали, что нейтроны имеют изотропное угловое распределение. На основе гидродинамических расчетов, учитывающих пондеромоторную силу, проведен анализ результатов эксперимента. Рассмотрен механизм нагрева ионов в ударной волне, возникающей под действием пондеромоторного давления основного импульса в надкритической области плазмы. Показано, что нейтроны рождаются в основном в надкритической плазме, прогретой ионной тепловой волной. Время остывания плазмы за счет гидродинамического разлета оказывается много больше времени изотропизации ионной функции распределения по скоростям за счет кулоновских столкновений. В этих условиях угловое распределение нейтронов должно быть изотропным.

DOI: 10.1134/S0044451019020020

1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение анизотропии вылета нейтронов является полезной методикой определения направленного движения быстрых ионов (дейтронов) и дает возможность определить механизм взаимодействия лазерного излучения с веществом. При наличии анизотропии вылета нейтронов можно говорить о механизме взаимодействия направленного

пучка быстрых ионов с мишенью (beam-target type of interaction). При отсутствии анизотропии вылета нейтронов могут работать другие механизмы взаимодействия, такие как бурение отверстия лазерным пучком (hole-boring mechanism), прямой ионный нагрев и др.

Первой работой, в которой проводились измерения анизотропии вылета нейтронов, была работа [1]. В этой работе представлены результаты измерения анизотропии вылета нейтронов, которая возникает при взаимодействии мощного лазерного импульса с высоким контрастом (на уровне 10^{12} за несколько пикосекунд до основного импульса) с твердотельной

* E-mail: demch@sci.lebedev.ru

(CD_2) $_n$ -мишенью толщиной 400 мкм. Показано, что нейтронный поток при 0° относительно направления лазерного излучения в 3 раза больше, чем нейтронный поток при 90° , т. е. величина анизотропии вылета нейтронов составила величину равную 3. Интенсивность лазерного излучения в экспериментах составляла $2.3 \cdot 10^{19}$ Вт/см² при длительности лазерного импульса 400 фс и длине волны лазерного импульса 529 нм. Авторы работы [1] считают, что их результаты свидетельствуют о существовании механизма взаимодействия направленного пучка быстрых ионов с мишенью. Пучок ускоренных дейтронов, сталкиваясь с толстой твердотельной мишенью (CD_2) $_n$, приводит к анизотропии вылета нейтронов, которая зависит от энергии ионов. Авторы работы [1] показали, что наблюдаемая анизотропия вылета нейтронов порождается ускоренными ионами со средней энергией 550 кэВ.

Во второй серии экспериментов этих же авторов [2] было показано, что анизотропия вылета нейтронов уменьшается от 3 до 1, когда контраст лазерного излучения меняется от 10^{12} до 10^6 .

В работе [3] численно исследовалась эмиссия нейтронов при взаимодействии интенсивных лазерных импульсов с твердотельной дейтерированной мишенью. Вычисления проводились в два этапа. Вначале проводилось PIC-моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой для получения распределения быстрых ионов. Полученное распределение быстрых ионов затем использовалось для вычисления эмиссии нейтронов, которая вызывалась столкновениями высокоэнергетических ионов с холодной плазмой. Результаты расчетов показали, что угловое распределение нейтронов зависит от плотности плазмы и интенсивности лазерного излучения. При малой плотности плазмы $n = 4n_c$ (n_c — критическая плотность плазмы) угловое распределение нейтронов почти изотропно при интенсивностях в диапазоне $3 \cdot 10^{18}$ – $5 \cdot 10^{19}$ Вт/см². Однако при увеличении плотности плазмы до $10n_c$ и выше распределение нейтронов становится анизотропным при тех же интенсивностях. Авторы работы [3] объясняют это различие существованием двух механизмов ускорения ионов: механизма бурения отверстия и механизма электростатической ударной волны (electrostatic shock). Когда преобладает механизм электростатической ударной волны, большее количество ионов ускоряется аксиально до высоких энергий и анизотропия велика. Когда доминирует пондеромоторный механизм, угол вылета нейтронов широкий и анизотропия уменьшается.

В работе [4] детально исследовались энергетические спектры нейтронов, которые генерируются в результате реакций $D(d, n)^3He$ при взаимодействии 50 фс лазерных импульсов с интенсивностью $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см², частотой повторения 2.5 Гц и длиной волны 800 нм с твердотельными (CD_2) $_n$ -мишенями. Контраст лазерного излучения составлял величину около 10^4 . Наиболее важным свойством нейтронных спектров, измеренных при двух углах (5° и 112°) относительно направления лазерного излучения, является очень широкий спектр шириной около 700 кэВ и энергетический сдвиг около 300 кэВ между максимумами спектров для двух указанных углов регистрации нейтронов. Большая ширина спектра нейтронов указывает на большие вариации в скорости дейтронов по величине и направлению. Экспериментально полученные спектры нейтронов достаточно хорошо моделировались численно в предположении изотропного ускорения дейтронов и уменьшения вероятности протекания реакции до 30% для дейтронов, которые движутся от фронтальной поверхности твердотельной (CD_2) $_n$ -мишени.

Угловое распределение высокоэнергетических ионов является одним из важных свойств, характеризующих механизм ускорения. Чтобы исследовать анизотропию ускорения, авторы работы [5] сравнили измеренные нейтронные спектры и результаты теоретических расчетов для заданного углового распределения. Поскольку источник ионов находился на облучаемой поверхности, образование нейтронов рассчитывалось только для одной полусферы, где находилось вещество. В качестве гипотезы было принято, что имеет место анизотропное распределение Максвелла с различными температурами в продольном и поперечном направлениях. Они подобрали наилучшую пару температур, воспроизводящую наблюдаемый нейтронный спектр. Для количественной оценки точности подгонки спектра использовался метод хи-квадрат. Распределение хи-квадрат на одну степень свободы имеет однозначный минимум при температурах $T_1 = 90$ кэВ и $T_2 = 70$ кэВ. Этот результат позволяет сделать вывод, что ускорение дейтронов было в экспериментах практически изотропным. В работе [5] дейтериевая пластиковая мишень (C_8D_8) $_n$ облучалась сверхмощным субпикосекундным лазерным импульсом. Лазерный импульс с длительностью 500 фс, энергией 50 Дж, длиной волны 1054 нм, интенсивностью $2 \cdot 10^{19}$ Вт/см² и величиной контраста 10^4 фокусировался на дейтерированную мишень из полистирола. Нейтронные спектры измерялись под

углами 55° и 90° к нормали задней части мишени. Эмиссия нейтронов составляла $7 \cdot 10^4$ на стерадиан для каждого детектора. Наблюдаемые нейтронные спектры доказывают, что имеет место ускорение дейтронов и возникновение нейтронов в реакции $D(d, n)^3\text{He}$ в мишени. Сделан вывод, что 2% лазерной энергии переходят к дейтронам, имеющим энергии от 30 кэВ до 3 МэВ. Ускорение ионов на облучаемых поверхностях хорошо объясняется моделью бурения отверстия и бесстолкновительным ударным ускорением. Уширение углового распределения ионов, наблюдаемых в экспериментах, объясняется структурой поверхности лазерной плазмы на передней части мишени.

Зависимость нейтронных спектров от поляризации падающего лазерного излучения исследовалась в работе [6] с целью определения механизмов ускорения ионов при взаимодействии мощных лазерных импульсов с мишенями. В экспериментах *s*- и *p*-поляризованное лазерное излучение мощностью 50–100 ТВт с длительностью импульса 480–800 фс, длиной волны 1.05 мкм, контрастом лазерного излучения больше чем 10^4 и интенсивностью 10^{19} Вт/см² направлялось под углом 40° на твердотельную $(\text{CD}_2)_n$ -мишень. Измеренные нейтронные спектры указывают на то, что ионы ускоряются вглубь мишени по направлению к нормали поверхности мишени для обеих поляризаций. Результаты экспериментов и PIC-моделирования указывают на то, что ионы ускоряются вглубь мишени мощным электростатическим полем, которое возникает из-за разделения зарядов плазмы в фокусе лазерного излучения.

В работе [7] с помощью трехмерной модели Монте-Карло теоретически исследовалось угловое распределение нейтронов, возникающих при взаимодействии мощного лазерного излучения с двойной мишенью. Лазерное излучение направлялось на первичную мишень, фронтальный слой которой состоял из золота толщиной 0.1 и 1 мкм, а тыльный очень тонкий слой состоял из дейтерированного материала толщиной 0.01–0.1 мкм. Ускоренный направленный пучок дейтронов с тыльной поверхности первичной мишени направлялся на массивную вторичную мишень, состоящую из дейтерированного полиэтилена толщиной около 1 мм.

Результаты расчетов показали слабую зависимость углового распределения нейтронов от толщины первичной мишени, однако направленность нейтронного потока значительно улучшалась при увеличении либо интенсивности, либо длительности импульса лазерного излучения. Были определены

оптимальные условия для получения направленного потока нейтронов: малая толщина первичной мишени ($L_{Au} = 0.1\text{--}0.5$ мкм, $L_D = 0.01\text{--}0.1$ мкм) и интенсивность лазерного излучения $I > 10^{20}$ Вт/см².

Продолжением работы [7] была работа [8], в которой экспериментально и теоретически исследовалась эффективность генерации нейтронов в результате протекания реакций $D(d, n)^3\text{He}$ в двух схемах экспериментов. В первой схеме использовалась одиночная массивная мишень из дейтерированного пластика (CD) толщиной 1.5 мм.

Во второй схеме использовалась двойная мишень. Первичная мишень представляла собой фольгу из майлара толщиной 13 мкм с дейтерированным слоем (~ 1 мкм), нанесенным на фронтальную или тыльную или одновременно на фронтальную и тыльную поверхности майларовой фольги. Вторичная мишень представляла собой массивную мишень из (CD) толщиной 0.5 мм. Интенсивность лазерного излучения составляла $2.6 \cdot 10^{19}$ Вт/см² (400 фс, 1.053 мкм), при этом контраст лазерного излучения из-за усиленной спонтанной эмиссии составлял величину порядка 10^5 . Результаты экспериментов показали, что использование массивной мишени из (CD) является более эффективным с точки зрения генерации числа нейтронов, чем использование двойной мишени. Однако использование двойной мишени более эффективно с точки зрения получения направленного потока нейтронов.

Возможность получения нейтронов высоких энергий (до 18 МэВ) продемонстрирована в работе [9]. В экспериментах использовалась двойная мишень. Лазерное излучение с интенсивностью $2.6 \cdot 10^{19}$ Вт/см², длиной волны 1.05 мкм и длительностью импульса 9 пс направлялась на первичную тонкую $(\text{CD}_2)_n$ -мишень толщиной 25 мкм. Ускоренные дейтроны с тыльной стороны $(\text{CD}_2)_n$ -мишени (TNSA-механизм, target normal sheath acceleration) направляются на вторичную массивную мишень из LiF толщиной 1.8 мм, расположенную на расстоянии 1 мм от первичной мишени. Высокоэнергетические нейтроны генерируются в результате протекания ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, xn)$ с энерговыделением $Q = 15$ МэВ. Измеренный выход нейтронов составил $8 \cdot 10^8$ нейтр. \cdot ср⁻¹. Результаты экспериментов показали малую величину анизотропии вылета нейтронов.

Генерация высокоэнергетических нейтронов также наблюдалась в работе [10]. На лазерной установке PALS (1.315 мкм, 300 пс, $3 \cdot 10^{16}$ Вт/см²) регистрировались нейтроны с максимальной энергией свыше 14 МэВ, которые появляются в результате протека-

ния ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$. Использовалась схема с двумя мишенями: первичной из $(\text{CD}_2)_n$ толщиной 0.2 мм и вторичной из LiF толщиной 1 мм, которая располагалась на расстоянии 10 см от первичной $(\text{CD}_2)_n$ -мишени. Суммарный выход нейтронов, генерируемых в результате протекания ядерных реакций ${}^2\text{D}(d, n){}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}(d, n){}^{13}\text{N}$, составил около $3.5 \cdot 10^8$ нейтронов за один лазерный выстрел.

Впервые генерацию нейтронов от ультратонких мишеней под действием ионов, ускоренных радиационным давлением, экспериментально исследовали в работе [11]. Эксперименты проводились на петаваттной установке VULCAN при интенсивности лазерного излучения в диапазоне $1 \cdot 10^{20}$ – $3 \cdot 10^{20}$ Вт/см², длине волны 1.053 мкм, длительности импульса 850 фс и величине контраста 10^9 , обусловленного усиленной спонтанной эмиссией. Лазерное излучение направлялось по нормали к мишени из дейтерированного пластика $(\text{C}_2\text{D}_4)_n$. Толщина мишеней составляла величину $l = 90$ – 900 нм, или 10 мкм. Результаты экспериментов показали, что при использовании тонких мишеней ($l_{opt} = 320$ нм) наблюдается существенное увеличение выхода нейтронов и увеличение анизотропии нейтронов. При использовании мишеней толщиной 10 мкм излучение нейтронов было изотропным. Авторы работы [11] считают, что при использовании тонких мишеней ускорение дейтронов происходит благодаря механизму радиационного давления (Radiation Pressure Acceleration), при этом энергия дейтронов становится больше, чем при реализации TNSA-механизма, и дейтроны распространяются вдоль направления распространения лазерного луча в небольшом угловом конусе.

В работе [12] проведено сравнение различных схем генерации нейтронов при воздействии мощных лазерных импульсов на мишень. Проведен обзор результатов по исследованию выхода нейтронов в двух схемах: в схеме, когда лазерное излучение направляется на фронтальную поверхность одиночной мишени и в схеме с двойной мишенью, когда лазерное излучение направляется на фронтальную поверхность первой тонкой мишени.

Авторы работы [12] считают, что в первой схеме легкие ионы ускоряются на фронтальной поверхности массивной мишени вглубь мишени из-за механизма бурения, что и приводит к возникновению ядерных реакций при столкновениях ускоренных ионов с ядрами материала мишени.

Во второй схеме ионы ускоряются с тыльной поверхности первой тонкой мишени из-за TNSA-механизма. Ускоренный направленный пучок ионов по-

падает на вторичную массивную мишень, где и происходят ядерные реакции при столкновении направленного пучка ионов с ядрами материала мишени.

Сравнение экспериментально полученных данных по генерации нейтронов с использованием указанных двух схем показали, что при интенсивностях свыше 10^{19} Вт/см² выход нейтронов при использовании двойных мишеней (схема № 2) увеличивается на несколько порядков, причем угловое распределение нейтронов в этом случае является анизотропным.

Численное исследование генерации пучка нейтронов с использованием двойной мишени приведено в работе [13]. Результаты расчетов показали возможность уменьшения расходимости пучка нейтронов при увеличении температуры ионного пучка и увеличении максимальной энергии ускоренных ионов, которые достигаются при высоких интенсивностях лазерного излучения.

В статье [14] представлены результаты по получению направленного пучка нейтронов с использованием схемы с двумя мишенями. Эксперименты проводились на установке VULCAN при энергии лазерного пучка в 200 Дж, длине волны 1.053 мкм и интенсивности лазерного излучения на мишени $3 \cdot 10^{20}$ Вт/см². В качестве первой мишени использовались тонкие (толщиной 10 мкм) фольги из золота и дейтерированного полиэтилена, а в качестве второй мишени использовались мишени из дейтерированного полиэтилена толщиной 2 мм. В результате проведения экспериментов была продемонстрирована возможность получения направленного пучка нейтронов с расходимостью около 70° и рекордным потоком на уровне 109 нейтр./ср. Указано на перспективность использования такого пучка нейтронов для различных применений.

По результатам проведенного обзора можно сделать следующие выводы. Получение направленного пучка нейтронов с помощью мощного лазерного излучения возможно при использовании двойных мишеней. При увеличении интенсивности лазерного излучения и увеличении энергии ускоренных ионов с тыльной стороны первой мишени анизотропия вылета нейтронов возрастает. Анизотропию вылета нейтронов возможно получить и при использовании одиночных массивных мишеней, но при этом контраст лазерного излучения должен быть очень высоким, на уровне 10^{12} . При проведении экспериментов с одиночной мишенью и невысоким контрастом лазерного излучения на уровне 10^4 – 10^6 вылет нейтронов оказался изотропным. В настоящее время отсутствуют данные по угловому распределе-

нию нейтронов в схеме с одной массивной мишенью при средних величинах контраста на уровне 10^6 – 10^8 . В связи с этим и была поставлена задача об экспериментальном и теоретическом исследовании углового распределения нейтронов при величине контраста на уровне 10^6 – 10^8 .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Наши эксперименты проводились на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке «Неодим» [15] со следующими параметрами лазерного импульса: энергия до 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивает концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 15 мкм и, соответственно, среднюю интенсивность на мишени 10^{18} Вт/см² и пиковую интенсивность на уровне $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Генерируемое лазерное излучение установки «Неодим» характеризуется наличием предимпульсов двух типов: пикосекундной и наносекундной длительностей. Первый предимпульс возникает за 14 нс до основного импульса, имеет длительность 1.5 пс и относительную интенсивность меньше 10^{-6} по отношению к основному импульсу. Соответственно контраст лазерного излучения относительно первого предимпульса составлял величину более 10^6 . Второй предимпульс является импульсом усиленной спонтанной эмиссии. Длительность второго предимпульса по полувысоте составила 4 нс, при этом относительная интенсивность по отношению к основному импульсу была меньше 10^{-7} . Соответственно контраст лазерного излучения относительно второго предимпульса составлял величину более 10^7 .

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Лазерное излучение с *p*-поляризацией фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом на поверхность твердотельной мишени Т под углом 30° к нормали мишени. В качестве мишеней использовались плоские пластинки из дейтерированного полиэтилена (CD₂)_n с плотностью около 1 г/см³ и толщиной от 300 мкм до 400 мкм. Мишени располагались в вакуумной камере диаметром 30 см и высотой 50 см. Давление остаточного газа в вакуумной камере было не выше 10^{-3} Торр.

Для определения выхода нейтронов, генерируемых в результате реакций $D(d, n)^3\text{He}$, использовались детекторы D1 и D2 на гелиевых счетчиках. Де-

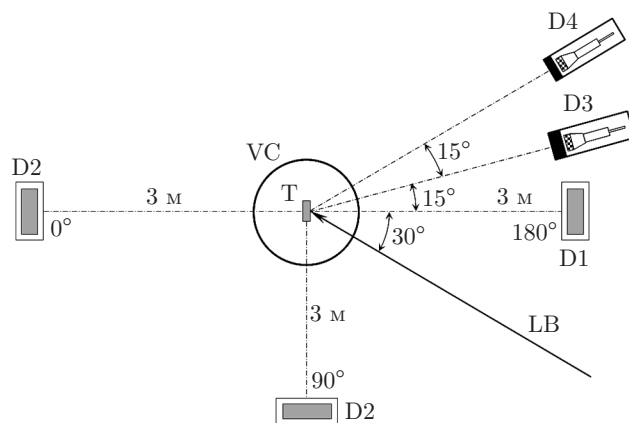


Рис. 1. Схема эксперимента. LB — лазерное излучение, Т — мишень, VC — вакуумная камера, D1, D2 — детекторы нейтронов на гелиевых счетчиках, D3, D4 — сцинтилляционные детекторы γ -излучения

тектор D1 располагался перед мишенью на расстоянии 3 м по нормали к поверхности мишени ($\varphi = 180^\circ$) и не менял своего положения во всей серии экспериментов. Детектор D2 размещался в двух позициях: либо за мишенью на расстоянии 3 м по нормали к поверхности мишени ($\varphi = 0^\circ$), либо вдоль направления поверхности мишени ($\varphi = 90^\circ$) на расстоянии 3 м. Детекторы D1 и D2 состояли из следующих узлов: блока нейтронных счетчиков на базе трех гелиевых счетчиков СНМ-18, преобразователя напряжения, устройства отбора сигналов, усилителя мощности. Размеры детектора D1 — ширина детектора 45 см, высота 26 см, толщина 12 см, а детектора D2 — соответственно 33 см, 20 см, 10 см. Боковые поверхности детекторов D1 и D2 окружены полиэтиленом толщиной 2 см.

Возникающие при коротком (≈ 1.5 пс) лазерном импульсе нейтроны при попадании в полиэтилен замедляются до тепловой энергии за разное время и регистрируются гелиевыми счетчиками в разные моменты времени. Тем самым реализуется задержка (растягивание) времени регистрации импульсного потока нейтронов. Детекторы D1 и D2 были откалиброваны на эталонном источнике нейтронов ^{252}Cf [16].

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения использовались два сцинтилляционных детектора D3 и D4, расположенных перед мишенью на расстояниях соответственно 4.3 м и 3.0 м. Перед детекторами D3 и D4 устанавливались свинцовые фильтры толщиной соответственно 8 см и 13.5 см. Детекторы D3 и D4 представляли собой сцинтилляционные детекторы на основе пластмассовых сцин-

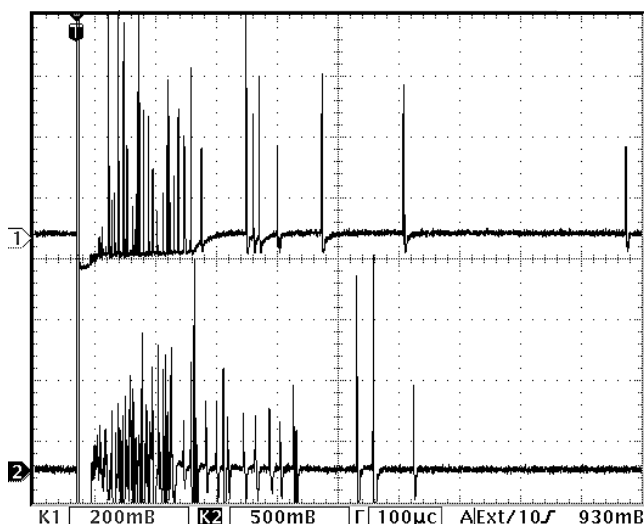


Рис. 2. Осциллограммы импульсов от детекторов нейтронного излучения на гелиевых счетчиках D1 (нижний луч) и D2 (верхний луч) при $\varphi = 0$. Масштаб по горизонтали — 100 мкс/дел., по вертикали — 0.2 В/дел. для D2 и 0.5 В/дел. для D1

тилляторов размером $\varnothing 5 \cdot 10 \text{ см}^3$. Детекторы D3 и D4 использовались для регистрации рентгеновских γ -квантов с энергией в диапазоне 0.5–10 МэВ и были откалиброваны по γ -излучению изотопа Co^{60} ($E_\gamma \approx 2.82 \text{ МэВ}$).

На рис. 2 приведены типичные осциллограммы импульсов от детекторов нейтронного излучения на гелиевых счетчиках D1 и D2 (расположен при 0° за мишенью), полученные при регистрации нейтронов при интенсивности лазерного излучения $2 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$. В данном эксперименте детектор D2 зарегистрировал 40 нейтронов. Учитывая, что телесный угол регистрации нейтронов детектором D2 равен $7 \cdot 10^{-3} \text{ ср}$ при расстоянии 3 м от детектора D2 до мишени и что эффективность регистрации нейтронов детектором D2 равна 50 %, получим, что выход нейтронов в телесный угол 1 ср составляет около 10^4 нейтронов за один лазерный импульс.

Следует отметить, что выход нейтронов сильно зависит от интенсивности лазерного излучения. Величину интенсивности лазерного излучения можно контролировать по величинам сигналов от детекторов D3 и D4 (рис. 3), которые регистрируют жесткое рентгеновское излучение лазерной плазмы. Действительно, при максимальных значениях импульсов от детекторов D3 и D4 наблюдается и максимальное количество нейтронов, которые регистрируются детекторами D1 и D2. Для повышения точности измерений выхода нейтронов в различных на-

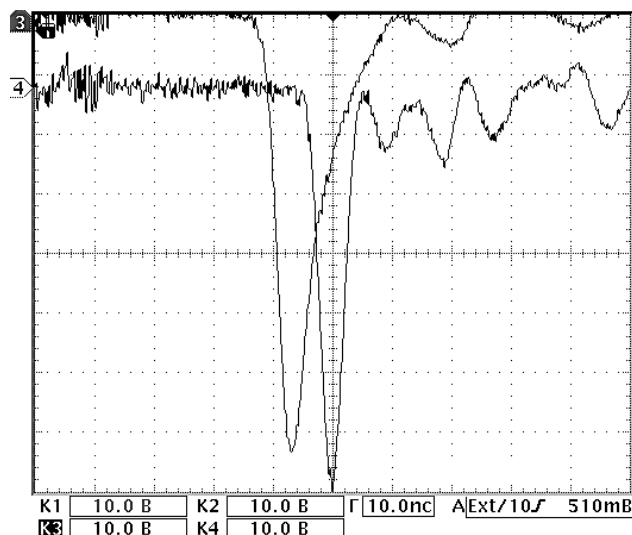


Рис. 3. Осциллограммы импульсов от сцинтилляционных детекторов γ -излучения D3 (верхний луч) и D4 (нижний луч). Масштаб по горизонтали — 10 нс/дел., по вертикали — 10 В/дел.

Таблица 1. Выход нейтронов в различных направлениях

Угол вылета нейтронов, φ	Выход нейтронов в телесный угол 1 ср, Y_n , нейтр./ср
0°	$8.4 \cdot 10^3 \pm 20 \%$
90°	$10^4 \pm 20 \%$
180°	$10^4 \pm 20 \%$

правлениях отбирались лишь результаты тех экспериментов, где сигналы от γ -детекторов D3 и D4 отличались в данных выстрелах не более чем на 10 % от определенного уровня. Это позволило проводить измерение выхода нейтронов в различных направлениях с точностью порядка 20 %.

Результаты экспериментов по измерению выхода нейтронов в различных направлениях представлены в табл. 1. Из табл. 1 следует, что угловое распределение вылета нейтронов в наших экспериментах практически изотропное, и поэтому выход нейтронов в 4π стерадиан составляет величину $1.2 \cdot 10^5$ нейтронов за один лазерный импульс. Наблюдается лишь незначительное уменьшение выхода нейтронов при 0° за мишенью, однако это уменьшение лежит в пределах точности измерений.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для определения параметров плазмы, образующейся при облучении $(CD_2)_n$ -мишени лазерным импульсом в условиях эксперимента на установке «Неодим», с помощью гидродинамической программы RAPID-SP [17] были выполнены гидродинамические расчеты взаимодействия с мишенью основного мощного импульса с учетом пикосекундного предимпульса за 14 нс до основного импульса и предимпульса усиленного спонтанного излучения (УСИ) длительностью 4 нс на полувысоте. В программе RAPID-SP решаются уравнения двухтемпературной гидродинамики плазмы с электронной и ионной теплопроводностями в одномерной постановке задачи для плоской симметрии. Лазерное излучение описывается уравнениями Максвелла для наклонного падения электромагнитной волны с учетом s - и p -поляризаций. В уравнении движения учтена поперечная сила. Резонансное поглощение рассматривается с учетом генерации быстрых электронов в области резонанса. Учитывается также перенос энергии быстрыми электронами с учетом ионизационных потерь энергии в приближении среднего потенциала ионизации. В программе вычисляется выход продуктов ряда ядерных реакций, в том числе и выход нейтронов DD-реакций. В расчетах рассматривался основной импульс с длительностью 1.5 нс на полувысоте и максимальной плотностью потока на мишени 10^{18} Вт/см². Интенсивности короткого предимпульса и предимпульса УСИ варьировались. Интенсивность короткого предимпульса q_{sh} равнялась 10^{14} Вт/см² и $5 \cdot 10^{11}$ Вт/см², интенсивность предимпульса УСИ q_{ASE} менялась от $2 \cdot 10^{11}$ Вт/см² до $5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². От величины энергии предимпульсов зависит размер плазмы, создаваемой ими до прихода основного импульса, а размер плазмы влияет на характер взаимодействия основного импульса с этой плазмой.

В табл. 2 приведены результаты расчетов числа нейтронов N_n при энергии падающего лазерного излучения 4 Дж. Приведены также значения доли поглощенной лазерной энергии δ_a и массы подкритической плазмы

$$\Delta m = \int_{x_{cr}}^{\infty} \rho(x) dx,$$

которая создается предимпульсами к моменту прихода основного импульса. Отметим, что полученное число нейтронов ($2 \cdot 10^5$) оказалось близким к экспериментальному значению ($1.2 \cdot 10^5$). В рассмат-

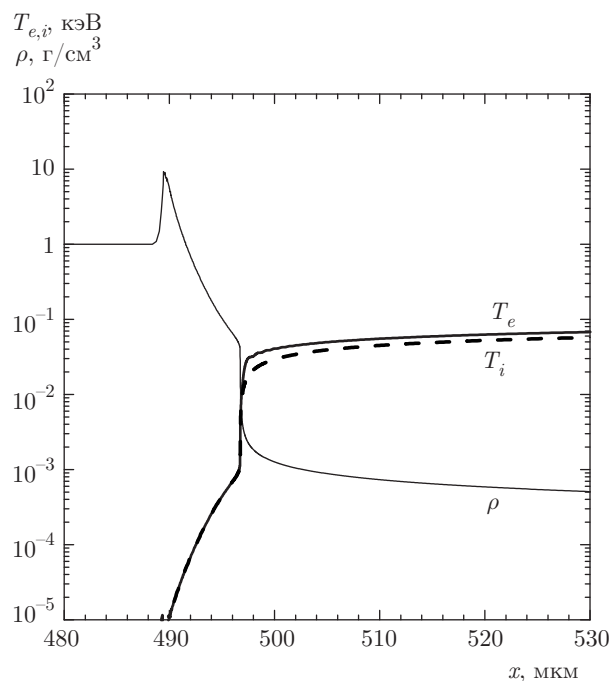


Рис. 4. Профили плотности ρ , электронной T_e и ионной T_i температур, формируемые предимпульсами к началу воздействия основного импульса

риваемом диапазоне значений ионной температуры скорость DD-реакции очень чувствительна к изменению температуры, поэтому различие экспериментального и расчетного значений нейтронного выхода можно считать приемлемым. На рис. 4 для варианта 4 из табл. 2 показаны профили плотности ρ , электронной T_e и ионной T_i температур, которые формируются предимпульсами к началу воздействия основного импульса. Начальная поверхность мишени имела координату $x_0 = 500$ мкм. На рис. 5а показаны профили ρ , T_e , T_i , а также поперечного давления p_r в момент времени 14.0015 нс, близкий к максимуму основного импульса. В расчетах использовалась временная форма основного импульса в виде равнобедренной трапеции с нижним основанием 2.53 пс и верхним 0.47 пс. На рис. 5б изображены те же профили что и на рис. 5а, однако с другим масштабом по оси x . Это позволяет увидеть тонкую структуру профилей в окрестности критической плотности. На рис. 5б видна многорезонансная структура профиля плотности. При этом последнее слева увеличение плотности (лазерное излучение падает справа) после исчезновения поперечного давления сопровождается изотермической ударной волной. На рис. 5а можно видеть возникновение вынужденного рассеяния излучения ос-

Таблица 2

№ варианта	q_{sh} , Вт/см ²	q_{ASE} , Вт/см ²	N_n	δ_a	Δm , г/см ²
1	10^{14}	$2 \cdot 10^{11}$	$1.16 \cdot 10^5$	0.0455	$3.27 \cdot 10^{-5}$
2	10^{14}	$1 \cdot 10^{11}$	$1.35 \cdot 10^5$	0.0834	$2.37 \cdot 10^{-5}$
3	10^{14}	$5 \cdot 10^{10}$	$1.39 \cdot 10^5$	0.0829	$1.72 \cdot 10^{-5}$
4	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{10}$	$2.05 \cdot 10^5$	0.0985	$1.07 \cdot 10^{-5}$

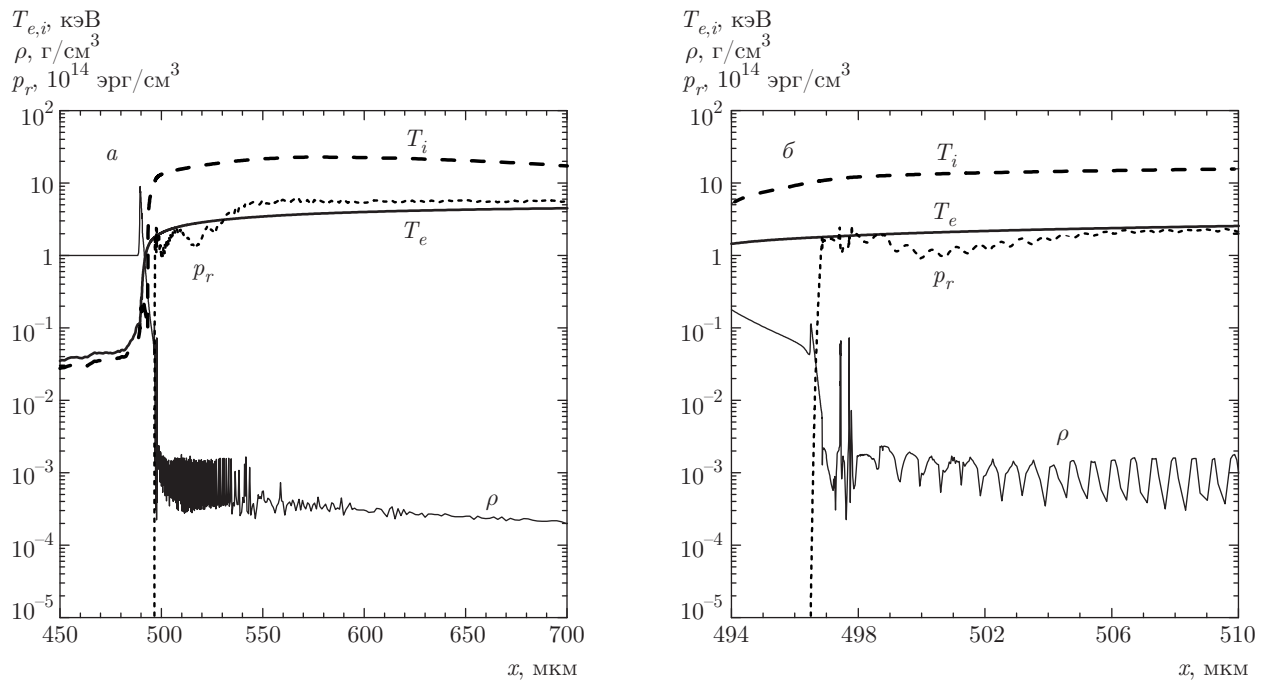


Рис. 5. а) Профили плотности ρ , пондеромоторного давления p_r , электронной T_e и ионной T_i температур в момент времени 14.0015 нс, близкий к максимуму основного импульса. б) Профили рис. 5а в окрестности критической плотности при измененном масштабе оси x

новного импульса в плазме, созданной предимпульсами. Поглощенный за счет резонансного механизма лазерный поток мощного импульса трансформируется в основном в поток быстрых электронов. Энергия, поглощенная за счет обратного тормозного механизма и идущая на нагрев тепловых электронов, составляет доли процента. Энергия быстрых электронов выделяется в мишени на длине пробега быстрого электрона, которая составляет несколько сот микрон. Это энерговыделение приводит к относительно слабому нагреву электронной компоненты в плотной области мишени (порядка нескольких десятков электронвольт). Ионы при этом нагреваются за счет релаксации температур электронов и ионов. Этот нагрев не приводит к заметному вы-

ходу DD-реакций, так как скорость реакций при этих температурах крайне мала. Однако существуют механизмы нагрева ионов за счет пондеромоторной силы. В подкритической области этот нагрев вызван осцилляциями пондеромоторного потенциала и соответствующими осцилляциями скорости и плотности плазмы. Это приводит к нагреву ионов за счет эффективной ионной вязкости, обусловленной бесстолкновительным затуханием (затуханием Ландау) возмущений ионной плотности на ионах в неизотермической плазме при $T_i \gg T_e$ [18]. В работе [18] рассмотрена диссипативная структура течения плазмы в области критической плотности под действием пондеромоторного потенциала, возникающего при резонансном взаимодействии с плазмой p -по-

ляризованного излучения. Рассмотрен также нагрев ионов в этой структуре за счет эффективной бесстолкновительной ионной вязкости.

Рассмотрим механизм нагрева ударной волной в надкритической плазме в случае p -поляризации падающего излучения. Пространственный масштаб изменения профиля плотности, вызванного пондеромоторной силой в области критической плотности, очень мал, поэтому для описания движения плазмы в этой узкой области можно воспользоваться локальными стационарными законами сохранения массы и импульса в предположении постоянных температур электронов и ионов:

$$\rho u = \rho_c u_c, \quad (1)$$

$$p_T + p_r + \rho u^2 = p_{Tc} + p_{rc} + \rho_c u_c^2. \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность плазмы, u — ее скорость относительно движущейся критической поверхности, $p_T = \rho c_s^2$ — тепловое давление, $c_s = [(ZT_e + T_i)/m_i]^{1/2}$ — изотермическая скорость звука, p_r — пондеромоторное давление, в правых частях (1) и (2) стоят величины, взятые в критической точке. Предполагаем, что лазерное излучение падает справа (против оси x). Из (1), (2) легко получить соотношение

$$(c_s^2 - u^2) \frac{d\rho}{dx} = -\frac{dp_r}{dx}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что критическая точка является звуковой ($u_c = c_s$), так как p_r имеет максимум в критической точке, т. е. $(dp_r/dx)_c = 0$, а величина $(d\rho/dx)_c$ отлична от нуля. Согласно (3), при $x > x_c$ ($\rho < \rho_c$) возникает сверхзвуковое течение ($u > c_s$), так как $dp_r/dx < 0$ и $d\rho/dx < 0$. При $x < x_c$ ($\rho > \rho_c$) течение является дозвуковым. Пусть ρ_1 — плотность надкритической плазмы, где $p_r \rightarrow 0$. Для отношения ρ_1/ρ_c из (1), (2) можно получить

$$\frac{\rho_1}{\rho_c} = \left(1 + \frac{\delta}{2}\right) + \sqrt{\delta + \frac{\delta^2}{4}}, \quad (4)$$

где $\delta = p_{rc}/\rho_c c_s^2$ — отношение пондеромоторного давления к тепловому в критической точке. Поскольку при рассматриваемых плотностях потока лазерного излучения $\delta \gg 1$, из (4) получаем, что $\rho_1/\rho_c \approx \delta$. Итак, мы получили, что плотность плазмы в надкритической области существенно превышает критическую плотность, а течение относительно критической поверхности является дозвуковым. Однако предимпульсы формируют достаточно плавные профили плотности и скорости, которые

не удовлетворяют отмеченным свойствам течения в области критической точки. Естественный выход из данной проблемы состоит в том, что в надкритической области, где отсутствует пондеромоторный потенциал, необходимо ввести в рассмотрение изотермическую ударную волну. Эта ударная волна, во-первых, сжимает плотность до необходимого значения ρ_1 , во-вторых, переводит сверхзвуковое отношение фронта ударной волны течение в дозвуковое относительно критической поверхности. Условия на фронте ударной волны записываются в виде

$$\rho_1 v_1 = \rho_0 v_0, \quad (5)$$

$$\rho_1 c_s^2 + \rho_1 v_1^2 = \rho_0 c_s^2 + \rho_0 v_0^2, \quad (6)$$

$$\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} + \frac{q_{Ti}}{\rho_0 v_0} = \varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2}, \quad (7)$$

где v — скорость плазмы относительно фронта ударной волны, q_{Ti} — ионный тепловой поток, индексом «0» отмечены величины перед фронтом, индексом «1» — за фронтом ударной волны. Введем число Маха $M_0 = v_0/c_s$. Тогда из (5), (6) следует, что

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = M_0^2, \quad (8)$$

$$v_1 = \frac{c_s}{M_0}. \quad (9)$$

В случае изотермической ударной волны $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $p_1/\rho_1 = p_0/\rho_0$ и из (7) следует, что тепловым способом должен переноситься поток

$$q_{Ti} = \frac{\rho_0 v_0}{2} (v_0^2 - v_1^2) = \frac{\rho_0 c_s^3 M_0^3}{2} \left(1 - \frac{1}{M_0^4}\right). \quad (10)$$

Плотность ρ_1 в (8) принимает значение, которое создается в надкритической области пондеромоторным потенциалом, т. е. $\rho_1/\rho_c = \delta$. Плотность $\rho_0 = f\rho_c$, где коэффициент f описывает сжатие плазмы возрастающим предимпульсом УСИ. Этот предимпульс сжимает плазму, созданную первым коротким предимпульсом. Так как $\rho_1/\rho_c \gg 1$ и $\rho_1/\rho_0 \gg 1$, то из (8) следует, что $M_0 \gg 1$ и в (10) можно пренебречь членом $1/M_0^4$ по сравнению с единицей. Оценивая ионный тепловой поток с помощью выражения

$$q_{Ti} \approx n_{i1} T_i v_{Ti} = \frac{\rho_1 T_i^{3/2}}{m_i^{3/2}} \quad (11)$$

и учитывая, что $c_s \approx (T_i/m_i)^{1/2}$ (ионная температура существенно превышает электронную), из (10) получаем

$$T_i = \frac{m_i p_{rc}}{4f\rho_c}. \quad (12)$$

Здесь p_{rc} — пондеромоторное давление в критической точке:

$$p_{rc} = \frac{|E|_c^2 + |H|_c^2}{16\pi} \approx \frac{|H|_c^2}{16\pi} \left[1 + \sin^2 \theta_0 \left(\frac{\omega}{\nu_h} \right)^2 \right], \quad (13)$$

где θ_0 — угол падения лазерного излучения, ω — частота излучения лазера, ν_h — эффективная частота генерации быстрых электронов [17]. В (13) учтено, что наиболее сильно в критической точке возрастает продольное поле, которое выражается через магнитное поле в этой точке. Из расчетов следует, что при плотности потока 10^{18} Вт/см² отношение $\nu_h/\omega \approx 1/4$, что соответствует брунелевскому пределу для частоты ν_h . Оценку магнитного поля в (13) можно сделать с помощью соотношения $|H|_c^2/16\pi = \alpha_{sc}(q_L/2c)$, где q_L — падающий лазерный поток, α_{sc} — фактор ослабления потока на пути к критической области за счет вынужденного рассеяния. Так как доля поглощения δ_a (табл. 2) обусловлена в основном резонансным механизмом, то $\delta_a = \alpha_{sc}\delta_{ar}$, где δ_{ar} — эффективность резонансного поглощения. При многорезонансной структуре профиля плазмы δ_{ar} может быть больше 50% (для варианта, приведенного на рис. 5а, $\delta_{ar} \approx 0.8$). При $\delta_a = 0.0985$ (табл. 2, вариант 4) имеем оценку $\alpha_{sc} = 0.123$. Коэффициент f оцениваем по профилю плотности, приведенному на рис. 4 ($\rho_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ г/см³, $\rho_{cr} = 3.4 \cdot 10^{-3}$ г/см³): $f = 11.8$. Тогда из (12) получаем $T_i = 7.1$ кэВ. Это значение близко к значениям ионной температуры, приведенным на рис. 5б. Отметим, что формирование ударной волны под действием пондеромоторного давления лазерного излучения было получено и при численном моделировании PIC-кодом [19]. Согласно оценке [19] энергия направленного движения ионов в ударной волне $m_i u^2/2 = q/(2cn_i)$, где m_i , n_i , u — масса, плотность и скорость ионов соответственно. Если учесть, что за фронтом ударной волны тепловая и кинетическая энергии ионов сравнимы, то эта оценка по порядку величины совпадает с (12).

Плазма, созданная предимпульсами и нагретая основным импульсом за очень короткое время, затем остывает за счет разлета за время, значительно большее длительности основного импульса. Это иллюстрирует рис. 6, где показана зависимость от времени числа нейтронов, рожденных к данному мо-

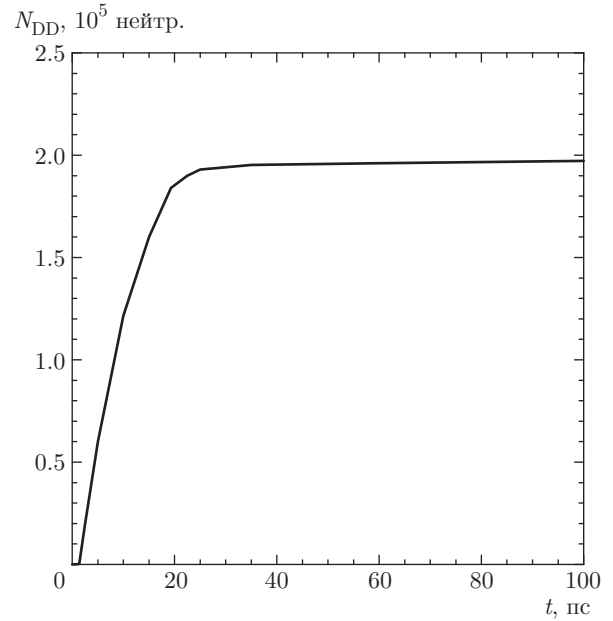


Рис. 6. Зависимость от времени общего числа нейтронов, рожденных в плазме

менту времени во всей плазме. Отметим, что скорость рождения общего числа нейтронов пропорциональна произведению массы плазмы на ее плотность (скорость реакций пропорциональна квадрату плотности). Для профилей, приведенных на рис. 5а, масса надкритической плазмы с нагретыми ионами (от критической плотности до фронта ионной тепловой волны) составляет $4.06 \cdot 10^{-5}$ г/см², масса подкритической плазмы — $1.54 \cdot 10^{-5}$ г/см². Отношение плотностей плазмы составляет около 150 (плотность равна 0.15 г/см³ в надкритической области, $1 \cdot 10^{-3}$ г/см³ — в подкритической). Следовательно, нейтроны рождаются в основном в надкритической области (число нейтронов из этой области примерно в 400 раз больше, чем из подкритической области). Рассмотрим теперь оценки частот кулоновских столкновений дейтронов с ионами (D и C) и электронами плазмы [20]:

$$\nu_i = \frac{4\sqrt{\pi} \Lambda e^4 Z^4 n_i}{3\sqrt{m_i} T_i^{3/2}}, \quad \nu_e = \frac{4\sqrt{2\pi} \Lambda e^4 Z^2 n_i}{3\sqrt{m_e} T_e^{3/2}}.$$

Для оценок берем характерные значения параметров плазмы в надкритической области для варианта профилей, изображенных на рис. 5а: $\rho = 0.148$ г/см³, $T_i = 6.08$ кэВ, $T_e = 1.5$ кэВ. Кулоновский логарифм $\Lambda = \ln[D/(e^2/3T)]$, D — дебаевский радиус ($\Lambda \approx 10$). Оценка дает $\nu_{Di} = \nu_{DC} + \nu_{DD} = 1.5 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ или время между столкновениями $\tau_{Di} = 6.6 \cdot 10^{-12}$ с, $\nu_{De} = 2.24 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ или

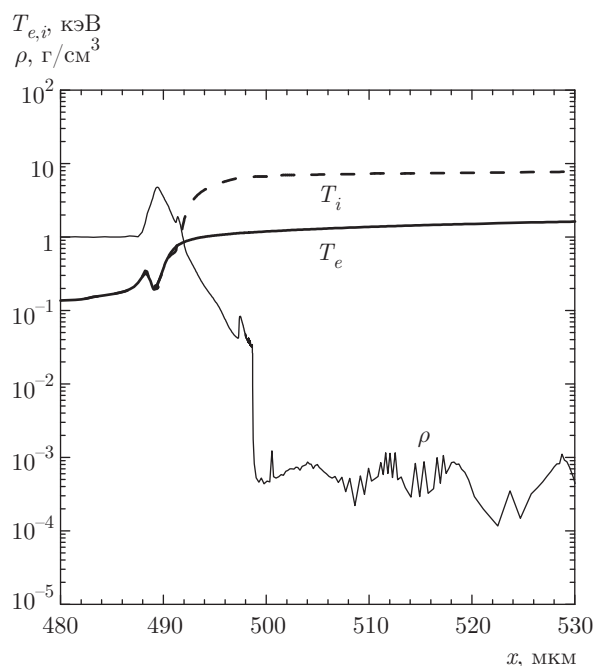


Рис. 7. Профили плотности ρ , электронной T_e и ионной T_i температур в момент времени 6.7 пс после начала воздействия основного импульса

$\tau_{De} = 4.47 \cdot 10^{-14}$ с. Отметим, что время релаксации импульса дейтронов на электронах τ_m в $(m_D/m_e)^{1/2}$ раз больше, чем τ_{De} , и составляет $\tau_m = 2.7 \cdot 10^{-12}$ с. Следовательно, изотропизация функции распределения дейтронов происходит в основном за счет их столкновений с электронами. Эти оценки сделаны для момента времени, когда мишень облучается импульсом. К этому времени число родившихся нейтронов еще очень мало (рис. 6). На рис. 7 показаны профили ρ , T_e и T_i в момент времени 14.0067 нс. К этому времени число нейтронов составляет примерно 1/3 от общего числа нейтронов. Как видно из рис. 7, ионной тепловой волной прогрета значительная часть достаточно плотной плазмы. Оценки времен между столкновениями для параметров плазмы в точке $x = 494.1$ мкм ($\rho = 0.201$ г/см³, $T_i = 4.5$ кэВ, $T_e = 1.01$ кэВ) дают $\tau_{Di} = 3.11 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_m = \tau_{De}(m_D/m_e)^{1/2} = 1.1 \cdot 10^{-12}$ с. Длина пробега дейтрона $l_D = (T_i/m_i)^{1/2}\tau_m = 0.5$ мкм, что много меньше размера плотной нагретой области (около 7 мкм). Эти оценки показывают, что время охлаждения дейтронов за счет разлета плазмы (десятки пикосекунд) значительно больше времени изотропизации их функции распределения, поэтому следует ожидать изотропного распределения нейтронного выхода, что и наблюдалось в эксперименте.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На пикосекундной лазерной установке «Неодим» проведены эксперименты по измерению углового распределения нейтронов, рождающихся в DD-реакциях при облучении мишени из $(CD_2)_n$. Особенностью эксперимента являлось наличие предимпульсов, предшествующих основному лазерному импульсу. Эксперимент показал, что нейтроны имеют изотропное угловое распределение. Проведен анализ результатов эксперимента. Для анализа использовались результаты гидродинамических расчетов взаимодействия излучения с плазмой, в которых лазерное излучение описывалось уравнениями Максвелла, а в уравнении движения учитывалась пондеромоторная сила. Рассмотрен механизм нагрева ионов в ударной волне, возникающей под действием пондеромоторного давления основного импульса в надкритической области плазмы, созданной предимпульсами. Приведена оценка ионной температуры, возникающей за счет нагрева в этой ударной волне. Показано, что нейтроны рождаются в основном в надкритической плотной плазме, которая нагрета ионной тепловой волной. Время, в течение которого происходит генерация нейтронов, определяется остыванием плазмы за счет гидродинамического разлета и составляет десятки пикосекунд. Это время существенно больше времени нагрева основным импульсом. Оценка кулоновских частот столкновений дейтронов с ионами и электронами плазмы в надкритической области показала, что за время разлета плазмы успевает произойти изотропизация функции распределения дейтронов, энергия которых набиралась направленно за счет ускорения в продольном электрическом поле во время воздействия основного импульса. Изотропизация происходит как за счет дейтрон-ионных, так и за счет дейтрон-электронных столкновений. При этом угловое распределение DD-нейтронов должно быть изотропным, что и наблюдалось в эксперименте.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 17-02-00021, 18-29-21021) и при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 3.873.2017/4.6).

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Disdier, J.-P. Garconnet, G. Malka, and J.-L. Miquel, Phys. Rev. Lett. **82**, 1454 (1999).

2. L. Disdier, J.-P. Garconnet, and J.-L. Miquel, *Inertial Fusion Sciences and Applications 99*, ed. by C. Labaune, W. J. Hogan, and K. A. Tanaka, Elsevier, Paris (2000), pp. 1026–1031.
3. C. Toupin, E. Lefebvre, and G. Bonnaud, *Phys. Plasmas* **8**, 1011 (2001).
4. D. Hilscher, O. Berndt, M. Enke, U. Jahnke, P. V. Nickles, H. Ruhl, and W. Sandler, *Phys. Rev. E* **64**, 016414 (2001).
5. N. Izumi, Y. Sentoku, H. Habara et al., *Phys. Rev. E* **65**, 036413 (2002).
6. H. Habara, R. Kodama, Y. Sentoku et al., *Phys. Plasmas* **10**, 3712 (2003).
7. J. Davis and G. M. Petrov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 065016 (2008).
8. L. Willingale, G. M. Petrov, A. Maksimchuk et al., *Phys. Plasmas* **18**, 083106 (2011).
9. D. P. Higginson, J. M. McNaney, D. C. Swift et al., *Phys. Plasmas* **18**, 100703 (2011).
10. J. Krasa, D. Klir, A. Velyhan et al., *High Power Laser Sci. Engin.* **2**, e19 (2014).
11. www.clf.stfc.ac.uk.
12. A. Alejo, H. Ahmed, A. Green et al., *Nuovo Cim. C* **38C**(6), 1–7 (2016).
13. A. Alejo, A. Green, H. Ahmed et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **829**, 176 (2016).
14. S. Kar, A. Green, H. Ahmed et al., *New J. Phys.* **18**, 053002 (2016).
15. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов и др., *ЯФ* **71**, 466 (2008).
16. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов и др., *ЯФ* **72**, 1123 (2009).
17. N. N. Demchenko, and V. B. Rozanov, *ECLIM 2002*, Proc. SPIE **5228**, 427 (2003).
18. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, К. Н. Макаров, В. Б. Розанов, Ю. А. Сатов, Б. Ю. Шарков, *КЭ* **41**, 886 (2011).
19. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
20. С. И. Брагинский, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М. А. Леонтовича, вып. 1, Госатомиздат, Москва (1963).