

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ПРОТЕКАНИЯ ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ -РЕАКЦИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ МИШЕНЯМИ

Н. Н. Демченко^{a}, В. С. Беляев^b, А. П. Матафонов^b, Б. В. Загребев^b,
А. Ю. Кедров^b, А. А. Летягин^b, А. В. Лобанов^c, В. П. Крайнов^d*

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

*^b Федеральное государственное унитарное предприятие
«Центральный научно-исследовательский институт машиностроения»
141070, Королев, Московская обл., Россия*

*^c ООО Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полос»
141190, Фрязино, Московская обл., Россия*

*^d Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 2019 г.,
после переработки 24 апреля 2019 г.
Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

На пикосекундной лазерной установке «Неодим» проведены эксперименты по измерению углового распределения нейтронов, рождающихся в ядерных реакциях ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Пучок протонов генерировался на тыльной стороне тонкой алюминиевой мишени, которая облучалась лазерным излучением с максимальной плотностью потока $3 \cdot 10^{18}$ Вт/см² ($\lambda = 1.055$ мкм). Источником протонов являлись следы органических соединений на поверхности мишени. Протоны падали на массивную мишень из LiF, в которой протекали указанные ядерные реакции. Измерения показали, что поток нейтронов является анизотропным со степенью анизотропии равной 2. С помощью численных расчетов проведен анализ углового распределения нейтронного потока. Показано, что при определенных параметрах протонного пучка, характеризующих энергетический и угловой спектры протонов, удается воспроизвести измеренное в эксперименте угловое распределение нейтронного потока. Отмечено, что существуют параметры протонного пучка, при которых степень анизотропии нейтронного потока может быть увеличена в несколько раз по сравнению с измеренной в эксперименте.

DOI: 10.1134/S0044451019090050

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени проведено достаточно много экспериментов по исследованию углового распределения вылета нейтронов, возникающих в результате протекания ядерных реакций в лазерной

плазме, образованной мощными лазерными импульсами [1–18]. В большинстве этих экспериментов проводились исследования углового распределения вылета нейтронов, возникающих в результате протекания $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ -реакций синтеза [1–15]. По результатам проведенных работ, в которых исследовались $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ -реакции синтеза, можно сделать следующие выводы (более подробный обзор этих работ приведен в работе [15]).

* E-mail: demchenkon@lebedev.ru

Получение анизотропного потока нейтронов с помощью мощного лазерного излучения возможно при использовании двойных мишеней. Первая тонкая мишень толщиной порядка нескольких микрон используется для генерации ускоренных ионов с тыльной поверхности мишени. Ускоренные ионы затем направляются на вторичную массивную мишень толщиной порядка 1 мм, где и происходят ядерные реакции с образованием нейтронов. При этом с увеличением интенсивности лазерного излучения и увеличением 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 – 10^8) вылет нейтронов оказался изотропным.

Следует отметить, что количество работ по исследованию углового распределения потока нейтронов, возникающих в результате протекания ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ -реакций, при взаимодействии мощных лазерных импульсов с твердотельными мишенями очень мало [16–18]. В работе [16] исследовался выход нейтронов при протекании ядерной реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ под действием быстрых протонов, генерируемых в лазерной плазме. Предлагалось использование такого источника нейтронов для быстрой нейтронной радиографии. Исследование ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ -реакций проводилось с использованием тонких первичных мишеней из Cu и CH и вторичной массивной мишени из LiF. Эксперименты проводились на лазере VULCAN при интенсивности $3 \cdot 10^{19}$ Вт/см². Выход нейтронов, измеренный с помощью пластиковых трековых детекторов CR-39, составил $3 \cdot 10^8$ нейтр./ср для первичной мишени из CH и $2 \cdot 10^8$ нейтр./ср для первичной мишени из Cu. Наблюдался вылет нейтронов при 0°, 180° (вдоль направления лазерного импульса и в обратном направлении) и 90° (перпендикулярно направлению лазерного импульса). Количество нейтронов, распространяющихся в направлениях 0° и 180°, оказалось в 2.5–3.3 раза больше, чем количество нейтронов, которые вылетали под углом 90°. Однако количество нейтронов, которые вылетали под углами 0° и 180°, оказалось практически одинаковым, т.е. анизотропия вылета нейтронов под этими углами отсутствовала. Этот удивительный факт авторы работы [16] объясняли возможным влиянием вклада нейтронов от реакции

${}^{208}\text{Pb}(p, n){}^{208}\text{Bi}$, которая могла происходить при попадании ускоренных протонов на свинцовую защиту трековых детекторов CR-39.

В работах [17, 18] методами нейтронной спектроскопии исследовались механизмы ускорения протонов внутри массивных LiF-, CH–LiF- и LiF–CH-мишеней, облучаемых лазерным излучением интенсивностью $3 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Облучаемые мишени генерировали нейтроны при протекании реакций ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ между ускоренными протонами и ядрами ${}^7\text{Li}$ внутри мишени. Нейтронные спектры регистрировались в направлениях 20° и 120° относительно нормали к тыльной поверхности мишени. Наблюдалась небольшая анизотропия вылета нейтронов, при которой количество нейтронов в направлении распространения лазерного излучения несколько меньше, чем в обратном направлении. Таким образом, в работах [16–18] не был получен ответ о возможном создании существенно анизотропного потока нейтронов, возникающих при протекании ядерной реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ под действием ускоренных протонов в лазерной плазме. В связи с этим была поставлена задача по экспериментальному и теоретическому исследованию углового распределения нейтронов, возникающих при протекании реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ при взаимодействии с LiF-мишенью пучка протонов, создаваемого при воздействии мощного лазерного импульса на тонкую твердотельную мишень.

Генерация нейтронов с энергиями более 15 МэВ в реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ при использовании коротких мощных лазерных импульсов с пиковой интенсивностью $2 \cdot 10^{19}$ Вт/см² и длительностью 9 пс рассчитывалась в работе [19]. Обзор источников нейтронов, генерируемых лазерным излучением в целях создания плазменных ускорителей, представлен в работе [20]. В частности, в этом обзоре отмечается, что выход нейтронов увеличивается в два раза, если позади литиевой фольги толщиной 2 мм поместить еще фольгу из меди толщиной 1 мм.

В [21] были представлены результаты экспериментов по генерации нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ под действием быстрых протонов, ускоряемых при воздействии пикосекундного лазерного импульса на тонкие алюминиевые фольги. Эксперименты проводились на 30 ТВт установке СОКОЛ-П при интенсивности лазерного излучения на мишени $10^{18} \div 10^{19}$ Вт/см². Для генерации нейтронов на пути пучка протонов устанавливалась вторичная мишень — пластина из фторида лития. Выход нейтронов определялся двумя независимыми способами: по измерениям наведенной активности

вторичной мишени и методом затянутой регистрации. Максимальный зарегистрированный выход нейтронов превысил 10^8 .

Что касается практического применения реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, то можно отметить работу [22], в которой описывается новая лабораторная установка по получению нейтронов. Ее принцип основан на бомбардировке протонным пучком с диаметром порядка микрона очень тонкой мишени из LiF. В результате реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ при небольшом превышении порога 1.88 МэВ нейтронный поток в основном сосредоточен в небольшом телесном угле по направлению движения протонов. В работе [23] авторы использовали реакцию ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ для создания моноэнергетического узконаправленного пучка нейтронов. Ускоренные в ускорителе ионы лития с энергией 13.5, 15, 15.5, 16, 17 МэВ бомбардировали обогащенные протонами твердотельные мишени. Выход нейтронов составлял более 10^7 .

Подробный обзор механизмов ускорения электронов при инициировании ядерных реакций в твердотельной лазерной плазме содержится в работе [24].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на пикосекундной лазерной установке «Неодим» мощностью 10 ТВт [25]. Установка имеет следующие параметры 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 10 мкм и соответственно интенсивность на мишени $3 \cdot 10^{18}$ Вт/см².

Генерируемое лазерное излучение установки «Неодим» характеризуется наличием предимпульсов двух типов: пикосекундной и наносекундной длительности. Первый предимпульс возникает за 14 нс до основного импульса, имеет длительность 1.5 пс и относительную интенсивность менее 10^{-7} (контраст более 10^7) по отношению к основному импульсу. Второй предимпульс является импульсом усиленной спонтанной эмиссии. Длительность второго предимпульса на полувывоте составляет 4 нс, при этом относительная (к основному импульсу) интенсивность составляет величину менее 10^{-8} (контраст более 10^8).

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Лазерное излучение с p -поляризацией фокусирова-

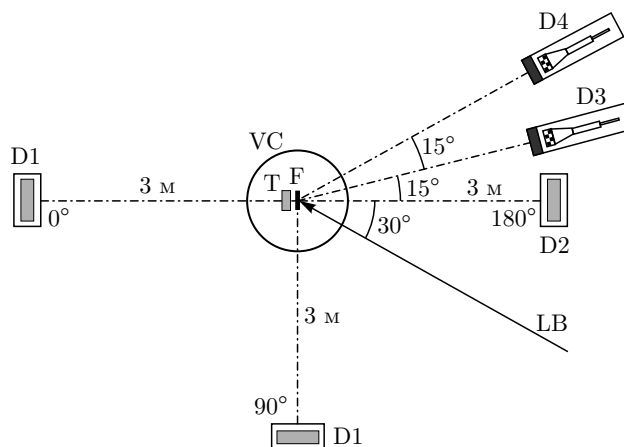


Рис. 1. Схема эксперимента. LB — лазерное излучение, F — Al-фольга, Т — мишень, VC — вакуумная камера; D1, D2 — детекторы нейтронов на гелиевых счетчиках, D3, D4 — сцинтилляционные детекторы γ -излучения

лось внеосевым параболическим зеркалом на поверхность алюминиевой фольги толщиной 11 мкм под углом 30° к нормали мишени. На расстоянии 3 мм за фольгой устанавливалась мишень в виде плоской пластины из LiF толщиной 5 мм. Мишень располагалась в вакуумной камере диаметром 30 см и высотой 50 см. Давление остаточного газа в вакуумной камере не превышало 10^{-3} Торр.

Для определения выхода нейтронов, генерируемых в результате ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ -реакций, использовались детекторы D1 и D2 на гелиевых счетчиках. Детектор D2 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 D1 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 45 см, высота 26 см, толщина 12 см, а детектора D2 — 33 см, 20 см, 10 см соответственно. 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 импульсно-

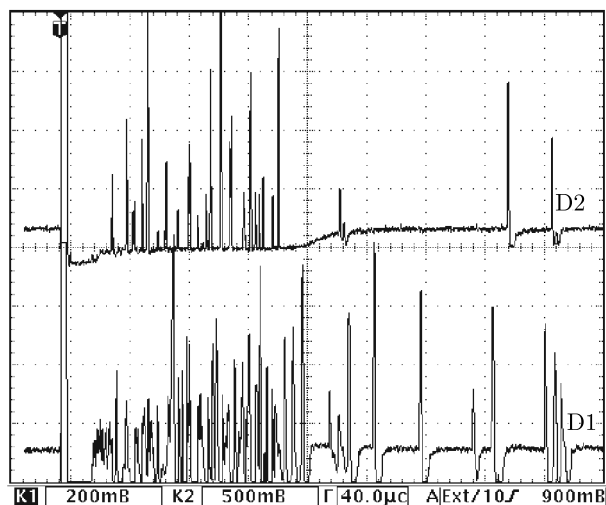


Рис. 2. Осциллограммы импульсов от детекторов нейтронного излучения на гелиевых счетчиках D1 ($\varphi = 0^\circ$) и D2. Масштаб по горизонтали 100 мкс/дел., по вертикали — 0.2 В/дел. для D2 и 0.5 В/дел. для D1

го потока нейтронов. Детекторы D1 и D2 были откалиброваны с помощью эталонного источника нейтронов ^{252}Cf [26].

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения использовались два сцинтилляционных детектора D3 и D4, расположенных перед мишенью на расстояниях 4.3 м и 3.0 м соответственно. Перед детекторами D3 и D4 устанавливались свинцовые фильтры толщиной 8 см и 13.5 см соответственно. D3 и D4 представляли собой сцинтилляционные детекторы на основе пластмассовых сцинтилляторов размером $\varnothing 5 \times 10 \text{ см}^3$. 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 (расположен при 0° за мишенью) и D2, полученные при регистрации нейтронов при интенсивности лазерного излучения $3 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$.

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.

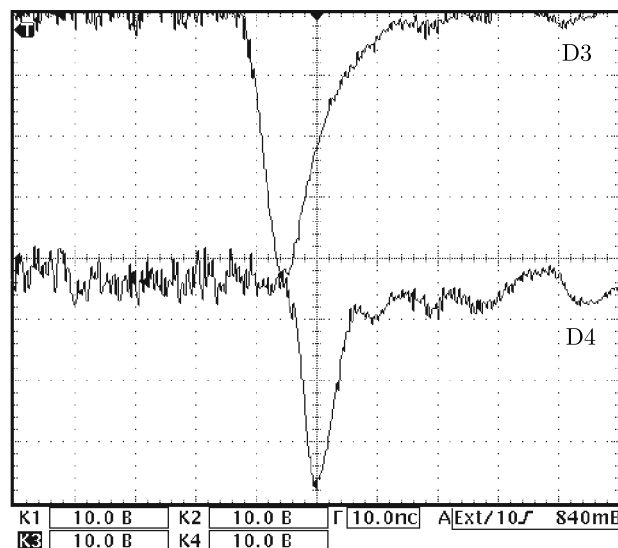


Рис. 3. Осциллограммы импульсов от сцинтилляционных детекторов γ -излучения D3 и D4. Масштаб по горизонтали 10 нс/дел., по вертикали — 10 В/дел.

Проводилось по 30 экспериментов при положении детектора D1 при $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$. Для повышения точности измерений выхода нейтронов в различных направлениях 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. Таких экспериментов оказалось около 10 для положения детектора D1 при $\varphi = 0^\circ$ (D2 при $\varphi = 180^\circ$) и для D1 при $\varphi = 90^\circ$ (D2 при $\varphi = 180^\circ$). Далее анализировались показания детекторов D1 и D2. Оказалось, что результаты измерений детекторами D1 и D2 в таких выбранных экспериментах хорошо аппроксимируются функцией Гаусса. Соответственно и погрешность измерений (среднеквадратичная ошибка) определяется по известной формуле [27]: $\sigma_m \approx \{\sum d_i^2 / [n(n-1)]\}^{1/2}$, где $d_i = x_i - \bar{x}$ — отклонение от среднего значения $\bar{x}$, x_i — численное значение измеренной величины, n — число измерений в серии. Значение x_i в наших экспериментах было на уровне 30 и определялось чувствительностью детекторов к регистрации нейтронов (около 50 %) и телесным углом регистрации. В результате проведенных расчетов по указанной формуле мы получили значение среднеквадратичной ошибки на уровне 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 обладает заметной анизотропией. Наблюдается

Таблица 1. Выход нейтронов в различных направлениях

Угол вылета нейтронов φ	Выход нейтронов в 1 ср $dN_n/d\omega$, нейтр./ср
0°	$10^5 \pm 20\%$
90°	$6.5 \cdot 10^4 \pm 20\%$
180°	$5 \cdot 10^4 \pm 20\%$

уменьшение выхода нейтронов в 2 раза при угле 180° (назад) по сравнению с углом 0° (по направлению движения протонов). При точности измерения 20 % можно сделать вывод, что зарегистрирована анизотропия вылета нейтронов. Экспериментальные значения угловой плотности нейтронов с указанием областей погрешности приведены на рис. 6.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

При воздействии лазерного излучения с плотностью потока порядка 10^{18} Вт/см² и выше на тонкую твердотельную мишень возникают потоки быстрых электронов с релятивистской энергией, которые создают на границах мишени электрические поля. Наиболее сильное поле создается на резкой границе тыльной стороны мишени. В этом поле происходит ускорение ионов. Наиболее легко ускоряются протоны, которые, как правило, присутствуют на поверхности мишени в виде адсорбированных паров воды или из-за загрязнений поверхности различными органическими соединениями. В зависимости от интенсивности лазерного излучения энергия протонов может достигать от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ [16–18, 28]. В эксперименте пучок таких протонов падает на мишень из LiF, в которой возникают ядерные реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$.

Зависимость дифференциального сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ от энергии протона и угла вылета нейтрона в системе центра масс приведена в [29]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega_c}(\varepsilon_p, \mu_c) = \frac{d\sigma}{d\omega_c}(\varepsilon_p, 1) \sum_{l=0}^3 A_l(\varepsilon_p) P_l(\mu_c), \quad (1)$$

где $\mu_c = \cos \theta_c$, θ_c — угол вылета нейтрона в системе центра масс (отсчитывается от направления движения протона), ε_p — энергия протона в лабораторной системе, $P_l(\mu)$ — функции Лежандра. Зависимости $d\sigma/d\omega(\varepsilon_p, 1)$ и коэффициентов $A_l(\varepsilon_p)$ ($l = 0, \dots, 3$)

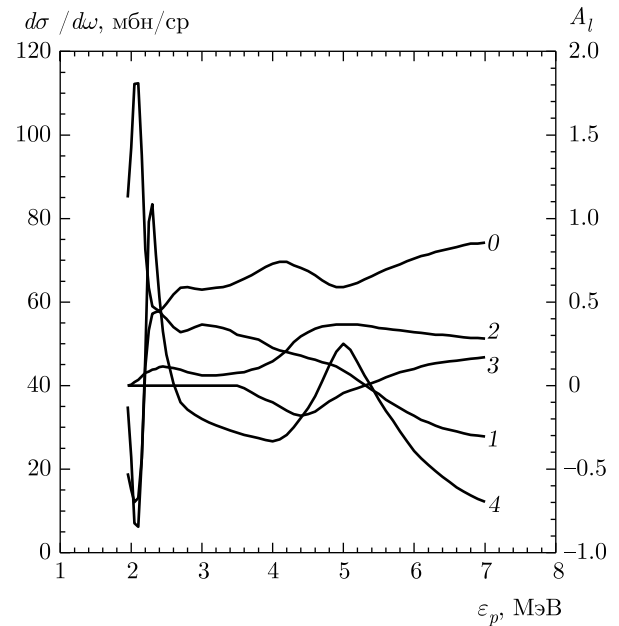


Рис. 4. Зависимости от энергии протона дифференциального сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ при $\mu = 1$ (кривая 4) и коэффициентов A_l разложения этого сечения по полиномам Лежандра (кривые 0–3). Номера кривых A_l соответствуют номерам l полиномов $P_l(\mu)$

были выбраны на основе обобщения большого количества экспериментальных данных и затабулированы в [29]. В нашей работе мы использовали эти таблицы. На рис. 4 показаны зависимости $d\sigma/d\omega(\varepsilon_p, 1)$ и $A_l(\varepsilon_p)$. Мы рассматриваем пучок протонов с распределением по энергии в диапазоне от ε_{min} до ε_{max} с заданной температурой T_p и функцией распределения в виде

$$f_v = A \exp \left[-\frac{m_p(v - v_m)^2}{2T_p} \right], \quad (2)$$

где A — нормировочный множитель, $v_m = (2\varepsilon_{pm}/m_p)^{1/2}$. В качестве нижней границы энергии протона выберем $\varepsilon_{min} = 2$ МэВ (при меньшей энергии реакция не происходит).

Сначала рассмотрим случай, когда все протоны имеют одно и то же направление движения — вдоль нормали к поверхности мишени. При воздействии пучка на мишень протоны будут тормозиться в мишени за счет потерь энергии на ионизацию и возбуждение атомов мишени. Пробег протона зависит от его начальной энергии ε_{p0} . В процессе торможения энергия протонов уменьшается, а значит, меняется и дифференциальное сечение реакции. Поэтому суммарное угловое распределение нейтронов будет выражаться в виде некоторого интеграла. Этот

интеграл получается достаточно просто. Если есть некоторое число моноэнергетичных протонов N_p , то для угловой плотности нейтронов (имеется в виду телесный угол $d\omega = 2\pi d\mu$) имеем уравнение

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dN_n}{d\omega} \right) = N_p \frac{d\sigma}{d\omega} v_p N_{Li}. \quad (3)$$

Перейдем с помощью соотношения $dx = v_p dt$ от интегрирования по времени к интегрированию по координате x , где v_p — скорость протона, x — его координата, а с помощью соотношения $dx = -d\varepsilon_p / F(\varepsilon_p)$ к интегрированию по энергии протона, где $F(\varepsilon_p)$ — сила трения, обусловленная ионизационными потерями протона. В результате получим следующее выражение для углового распределения группы нейтронов, рождающихся от группы падающих протонов ΔN_p с начальной энергией ε_{p0} :

$$\frac{d\Delta N_n}{d\omega}(\mu) = \Delta N_p(\varepsilon_{p0}) \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{p0}} \frac{d\sigma}{d\omega}(\varepsilon_p, \mu) \frac{d\varepsilon_p}{F(\varepsilon_p)}. \quad (4)$$

В выражении (4) начальная энергия ε_{p0} пробегает значения от ε_{min} до ε_{max} . Все протоны разбиваются на группы протонов $\Delta N_p(\varepsilon_{p0i})$ с помощью распределения (2), которое нормируется так, что $\sum_i \Delta N_p(\varepsilon_{p0i}) = N_p$, т.е. сумма числа протонов по всем группам равна общему числу протонов N_p . Общее число нейтронов, попадающих в телесный угол $d\omega = 2\pi d\mu$, определяется суммированием нейтронов, рождающихся от каждой группы протонов: $dN_n/d\omega = \sum_i d\Delta N_{ni}/d\omega$.

В (4) дифференциальное сечение $d\sigma/d\omega$ рассматривается в лабораторной системе координат. Однако выражение (1) для него записано в системе центра масс. Необходимо сделать переход от системы центра масс к лабораторной системе:

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\varepsilon_p, \mu) = \frac{d\sigma}{d\omega_c}(\varepsilon_p, \mu_c(\mu)) \frac{d\omega_c}{d\omega}. \quad (5)$$

Пусть $\mathbf{v}_{nc}$ — скорость нейтрона в системе центра масс, а $\mathbf{V} = m_p \mathbf{v}_p / (m_p + M_{Li})$ — скорость системы центра масс относительно лабораторной системы. Скорость нейтрона в лабораторной системе $\mathbf{v}_n = \mathbf{V} + \mathbf{v}_{nc}$. Пусть θ_c — угол, который составляет скорость нейтрона $\mathbf{v}_{nc}$ с осью, проведенной вдоль скорости $\mathbf{V}$, а θ — угол, который составляет с этой же осью скорость нейтрона $\mathbf{v}_n$ в лабораторной системе. С помощью простых алгебраических выкладок можно получить зависимость $\mu_c(\mu)$, входящую в (5):

$$\mu_c = -\frac{V}{v_{nc}}(1 - \mu^2) + \mu \sqrt{\left(1 - \frac{V^2}{v_{nc}^2}\right) + \mu^2 \frac{V^2}{v_{nc}^2}}, \quad (6)$$

где $\mu_c = \cos \theta_c$, $\mu = \cos \theta$. Кроме того, это выражение позволяет найти входящую в (5) производную $d\omega_c/d\omega = d\mu_c/d\mu$:

$$\frac{d\mu_c}{d\mu} = 2\mu \frac{V}{v_{nc}} + R(\mu) + \mu^2 \frac{V^2}{v_{nc}^2} \frac{1}{R(\mu)}, \quad (7)$$

$$R(\mu) = \sqrt{\left(1 - \frac{V^2}{v_{nc}^2}\right) + \mu^2 \frac{V^2}{v_{nc}^2}}.$$

Для вычисления отношения V/v_{nc} воспользуемся соотношениями кинематики ядерных реакций [30]:

$$\frac{m_n v_{nc}^2}{2} = DE_T, \quad (8)$$

$$E_T = \varepsilon_p + Q, \quad (9)$$

$$D = \frac{M_{Li} M_{Be}}{(m_p + M_{Li})(m_n + M_{Be})} \left(1 + \frac{m_p Q}{M_{Li} E_T}\right), \quad (10)$$

где $Q = -1.644$ МэВ (реакция ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ является пороговой, порог реакции составляет 1.881 МэВ для $\theta_c = 0^\circ$ и 1.92 МэВ для $\theta_c = 180^\circ$). С помощью (8)–(10) получаем

$$\frac{V^2}{v_{nc}^2} = \frac{m_p m_n \varepsilon_p}{(m_p + M_{Li})^2 D(\varepsilon_p)(\varepsilon_p + Q)}. \quad (11)$$

В (4) входит также сила трения, определяемая формулой Бете:

$$F(\varepsilon_p) = \frac{1836\pi e^4 Z n \Lambda(\varepsilon_p)}{\varepsilon_p}, \quad (12)$$

где Z — заряд ядер мишени, n — их плотность, $\Lambda(\varepsilon_p)$ — логарифмический множитель, который подбирался так, чтобы тормозная способность (12) в диапазоне энергий протона (2–7) МэВ совпадала с экспериментальными табличными данными [30]. Если мишень состоит из нескольких сортов атомов, то сначала усредняется по сортам атомов произведение $(Z\Lambda)^* = (1/n) \sum_i n_i Z_i \Lambda_i$, где $n = \sum_i n_i$, затем вычисляется $\Lambda^* = (Z\Lambda)^* / Z^*$. Учитывая, что в рассматриваемом диапазоне энергий протона выражение под логарифмом пропорционально квадрату энергии протона, для Λ^* можно записать выражение

$$\Lambda^*(\varepsilon_p) = \Lambda^*(\varepsilon_{min}) + 2 \ln \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_{min}}, \quad (13)$$

где $\varepsilon_{min} = 2$ МэВ — значение энергии на нижней границе. Для мишени из LiF согласно [30] имеем $\Lambda^*(\varepsilon_{min}) = 7.82$.

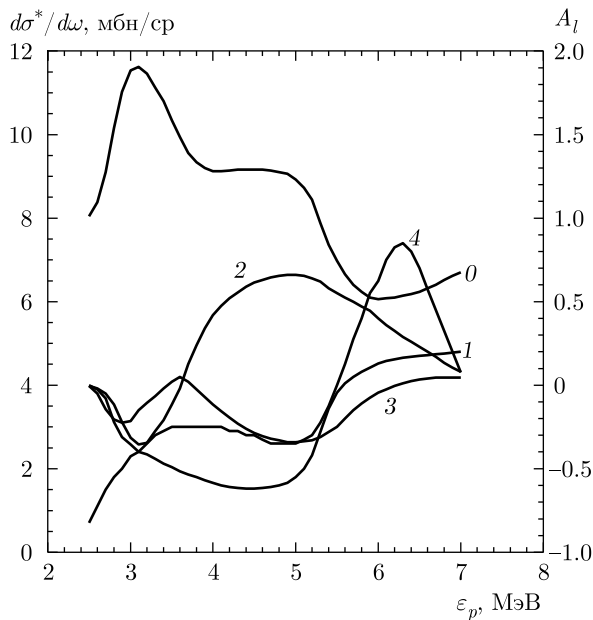


Рис. 5. Зависимости от энергии протона дифференциального сечения реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$ (бериллий в возбужденном состоянии) при $\mu = 1$ (кривая 4) и коэффициентов A_l разложения этого сечения по полиномам Лежандра (кривые 0–3). Номера кривых A_l соответствуют номерам l полиномов $P_l(\mu)$

Следует отметить, что при энергиях протонов начиная с 2.4 МэВ происходит также реакция ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$, в которой Be находится в возбужденном состоянии с энергией возбуждения 0.431 МэВ. Порог этой реакции 2.373 МэВ для $\theta_c = 0^\circ$ и 2.423 МэВ для $\theta_c = 180^\circ$. Зависимость дифференциального сечения этой реакции от энергии протона и угла вылета нейтрона в системе центра масс также приведена в [29] и имеет вид, аналогичный (1). Зависимости $d\sigma^*/d\omega(\varepsilon_p, 1)$ и коэффициентов $A_l^*(\varepsilon_p)$ ($l = 0, \dots, 3$) затабулированы в [29] в диапазоне энергий протона от 2.55 МэВ до 7 МэВ. На рис. 5 показаны эти зависимости. Учет реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$ при расчете углового распределения нейтронов состоит в том, что в интеграле (4) вместо одного сечения должна стоять сумма сечений $d\sigma/d\omega(\varepsilon_p, \mu) + d\sigma^*/d\omega(\varepsilon_p, \mu)$. Сечение $d\sigma^*/d\omega$ меньше сечения $d\sigma/d\omega$, однако в расчетах оно было учтено, так как отношение этих сечений зависит от энергии протонов и в диапазоне (6–7) МэВ достигает 40 %.

Рассмотрим теперь случай, когда протоны падают не по одному направлению (вдоль нормали к мишени), а направления их скоростей имеют некоторый угловой разброс. Такое предположение вытекает из следующих оценок. Пусть ось z декартовой системы координат направлена вдоль норма-

ли к мишени, а плоскость (x, y) совпадает с плоскостью мишени. За время действия лазерного импульса ($\tau_L = 1.5$ пс) за тонкой мишенью образуется сгусток протонов цилиндрической формы. Диаметр этого цилиндра примерно равен диаметру лазерного пятна (10 мкм), длина $L_0 = v_z \tau_L$, $v_z = (2\varepsilon_p/m_p)^{1/2}$. При $\varepsilon_p = 7$ МэВ имеем $v_z = 1.63 \cdot 10^9$ см/с. При общем числе протонов $N_p = 5 \cdot 10^9$ (от N_p зависит общее число рожденных нейтронов) плотность числа протонов в цилиндре $n_p = 2.6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Радиальное электрическое поле в цилиндре, создаваемое зарядом протонов, приводит к ускорению протонов в радиальном направлении. Магнитной силой Лоренца в данном случае можно пренебречь, так как ее отношение к электрической силе равно отношению v_z/c , которое много меньше единицы. Радиальное ускорение протонов на границе цилиндра $a_r = dv_r/dt = 2\pi e^2 n_p r_0 / m_p = 1.13 \cdot 10^{21}$ см/с 2 ($r_0 = 5$ мкм — радиус цилиндра). Для протонов с энергией $\varepsilon_{pm} = 3.5$ МэВ в максимуме функции распределения (2) имеем $v_z = 1.15 \cdot 10^9$ см/с и радиальная скорость протона $v_r = a_r t$ сравняется с продольной v_z за время $t^* = 1 \cdot 10^{-12}$ с. За это время в продольном направлении протоны проходят расстояние $v_z t^* = 1.2 \cdot 10^{-3}$ см, что меньше начальной длины цилиндра $L_0 = 2.4 \cdot 10^{-3}$ см. Следовательно, за очень малое время по сравнению с временем полета протонов к LiF-мишени (расстояние до мишени 3 мм) они приобретают радиальную составляющую скорости, сравнимую с продольной составляющей. Далее объем пространства, в котором находятся протоны, увеличивается из-за увеличения радиуса и длины сгустка протонов. Поэтому плотность протонов уменьшится и радиальное ускорение практически исчезнет. Так наряду с распределением по энергии возникает распределение по направлениям движения протонов. Следует отметить, что изменение направления движения протонов возможно также в LiF-мишени из-за рассеяния на электронах и ядрах мишени. Оценки показали, что на длине торможения протонов их рассеянием на электронах и ядрах в мишени можно пренебречь. Это связано с тем, что приведенная масса в сечении взаимодействия с электронами — электронная масса, а при рассеянии на ядрах — масса порядка массы протона. Так как в сечении рассеяния квадрат этой массы стоит в знаменателе, то оказывается, что длина замедления за счет ионизационных потерь значительно меньше длины рассеяния на ядрах. Рассеяние на электронах также оказывается пренебрежимым из-за малости импульса, передаваемого при взаимодействии тяжелому протону от легкого электрона.

Таблица 2

$\varepsilon_{max} = 5 \text{ МэВ}$					$\varepsilon_{max} = 7 \text{ МэВ}$			
$\varepsilon_{p0} = 3.5 \text{ МэВ}, \theta_{0b} = 45^\circ$								
$T_p, \text{ МэВ}$	0.5	1.0	2.0	3.0	0.5	1.0	2.0	3.0
η	4.39	4.35	4.33	4.32	3.07	2.92	2.85	2.83
$T_p = 2 \text{ МэВ}, \theta_{0b} = 45^\circ$								
$\varepsilon_{p0}, \text{ МэВ}$	0	2	4	6	0	2	4	6
η	4.75	4.43	4.30	4.22	3.41	2.96	2.83	2.75
$T_p = 2 \text{ МэВ}, \varepsilon_{0b} = 3.5 \text{ МэВ}$								
$\theta_{0b}, \text{ град.}$	0	20	45	60	0	20	45	60
η	5.28	5.08	4.33	3.73	3.43	3.29	2.85	2.55

Рассмотрим метод расчета углового распределения нейтронов, если падающие протоны имеют разброс по направлению скорости. Сферические углы θ , φ будем рассматривать во введенной ранее системе координат (x, y, z) , где ось z направлена вдоль нормали к мишени. Пусть направления скорости протонов (μ_0, φ_0) лежат в телесном угле $\Omega_0 = 2\pi\mu_{0b}$ ($\mu_{0b} = \cos\theta_b$, $0 \leq \varphi_0 \leq 2\pi$, $\mu_{0b} \leq \mu_0 \leq 1$). Пусть имеется некоторая функция распределения протонов $f_0(\mu_0, \varphi_0)$ по направлениям (μ_0, φ_0) , которая нормируется так, что

$$\frac{1}{\Omega_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\mu_{0b}} f_0(\mu_0, \varphi_0) d\mu_0 d\varphi_0 = 1. \quad (14)$$

Тогда в направлении (μ_0, φ_0) в телесном угле $d\mu_0 d\varphi_0$ летит доля от общего числа протонов $dN_p = N_p f_0(\mu_0, \varphi_0) d\mu_0 d\varphi_0 / \Omega_0$. Введем обозначение найденной ранее угловой плотности нейтронов: $dN_n/d\omega = G(\mu)$. Эта функция вычислена в предположении, что все протоны имеют направление $\mu_0 = 1$, а $\mu = \cos\theta$ отсчитывается от направления скорости протонов. Угловая плотность нейтронов в случае спектра направлений протонов (μ_0, φ_0) вычисляется как сумма вкладов от каждой группы протонов dN_p . Вклад каждой группы зависит от угла θ' (или от $\mu' = \cos\theta'$) между направлениями (μ, φ) и (μ_0, φ_0) . Для углового распределения нейтронов в этом случае имеем

$$\frac{dN_n}{d\omega} = \frac{1}{\Omega_0} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{\mu_{0b}} G(\mu'(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0)) f_0(\mu_0, \varphi_0) d\mu_0 d\varphi_0, \quad (15)$$

где μ' — косинус угла между направлениями (μ, φ) и (μ_0, φ_0) : $\mu' = \mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{e}$, $\mathbf{e}_0 = (\sin\theta_0 \cos\varphi_0, \sin\theta_0 \sin\varphi_0, \cos\theta_0)$, $\mathbf{e} = (\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$. Далее рассмотрим случай, когда угловое распределение протонов является равномерным, т.е. $f_0(\mu_0, \varphi_0) = 1$. Тогда в силу аксиальной симметрии в задаче распределение $dN_n/d\omega$ не должно зависеть от угла φ , и можно положить $\varphi = 0$. Интеграл (15) в этом случае записывается в виде

$$\frac{dN_n}{d\omega} = \frac{1}{\Omega_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\mu_{0b}} G(\mu'(\mu, \mu_0, \varphi_0)) d\mu_0 d\varphi_0, \quad (16)$$

где $\mu' = \sqrt{1 - \mu_0^2} \cos\varphi_0 \sqrt{1 - \mu^2} + \mu_0\mu$.

Приведенные соотношения полностью определяют расчет углового распределения нейтронов в зависимости от предположений, сделанных относительно характеристик пучка протонов. Расчеты проводились с помощью численной программы. Целью расчетов было определение параметров протонного пучка, при которых удастся воспроизвести экспериментальные результаты, приведенные в табл. 1. Для углового распределения нейтронов можно ввести характеристику — степень анизотропии $\eta = (dN_n/d\omega)|_{\theta=0} / (dN_n/d\omega)|_{\theta=180^\circ}$, т.е. отношение угловых плотностей нейтронов, летящих вперед (по направлению движения протонов, $\theta = 0$) и назад ($\theta = 180^\circ$). Согласно табл. 1 с учетом экспериментальной погрешности значения η лежат в диапазоне $1.33 \leq \eta \leq 3$. В табл. 2 приведены расчетные значения η для ряда вариантов, в которых менялись параметры протонного пучка. В левой половине таблицы приведены варианты для максимальной энергии протонов $\varepsilon_{max} = 5$ МэВ, в правой —

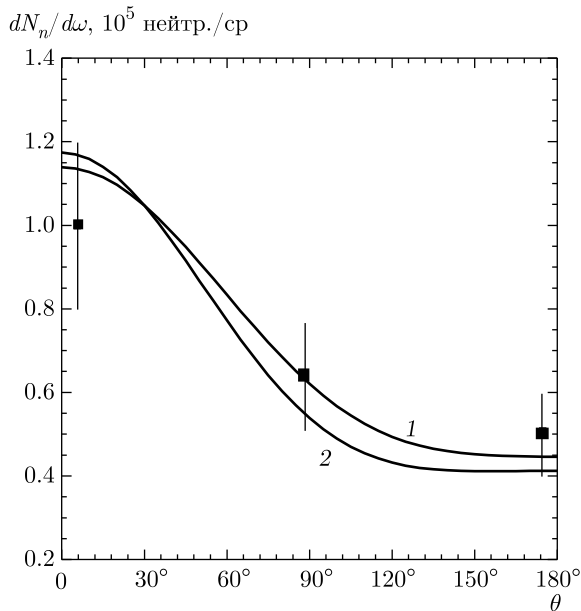


Рис. 6. Зависимости угловой плотности нейтронов от угла их вылета при параметрах протонного пучка: $\varepsilon_{max} = 7$ МэВ, $\theta_{0b} = 45^\circ$. Кривая 1 — для $\varepsilon_{p0} = 6$ МэВ, $T_p = 0.5$ МэВ, $N_p = 2.7 \cdot 10^9$; кривая 2 — для $\varepsilon_{p0} = 3.5$ МэВ, $T_p = 2$ МэВ, $N_p = 3.6 \cdot 10^9$

для $\varepsilon_{max} = 7$ МэВ. Во всех вариантах нижняя граница энергии протонов $\varepsilon_{min} = 2$ МэВ. В расчетах варьировалась температура протонов T_p при фиксированных значениях $\varepsilon_{p0} = 3.5$ МэВ и $\theta_{0b} = 45^\circ$. Кроме того, варьировались энергия ε_{p0} при фиксированных значениях $T_p = 2$ МэВ и $\theta_{0b} = 45^\circ$, а также угол θ_{0b} при фиксированных значениях $T_p = 2$ МэВ и $\varepsilon_{p0} = 3.5$ МэВ. Из табл. 2 следует, что имеется ряд вариантов параметров протонного пучка при $\varepsilon_{max} = 7$ МэВ, в которых η попадает в экспериментальную область ($\eta < 3$). Наименьшее значение $\eta = 2.55$ получено в варианте: $\varepsilon_{max} = 7$ МэВ, $T_p = 2$ МэВ, $\varepsilon_{p0} = 3.5$ МэВ, $\theta_{0b} = 60^\circ$. На рис. 6 показано угловое распределение потока нейтронов для двух вариантов. Кривая 1 получена в варианте $\varepsilon_{max} = 7$ МэВ, $T_p = 0.5$ МэВ, $\varepsilon_{p0} = 6$ МэВ, $\theta_{0b} = 45^\circ$, $N_p = 2.7 \cdot 10^9$. Кривая 2 получена при параметрах $\varepsilon_{max} = 7$ МэВ, $T_p = 2$ МэВ, $\varepsilon_{p0} = 3.5$ МэВ, $\theta_{0b} = 45^\circ$, $N_p = 3.6 \cdot 10^9$. На рисунке приведены также экспериментальные точки с указанием областей погрешности для углов 0° , 90° и 180° (на рисунке точки немного смещены в стороны, чтобы они не совпадали с линиями осей координат). Обе кривые попадают в экспериментальный диапазон значений $dN_n/d\omega$, однако ближе к номинальным значениям проходит кривая 1.

Отметим, что формула (2) для функции распределения протонов f_v была выбрана как обобщение более простой функции $f = A \exp(-\varepsilon_p/T_p)$ на случай, когда есть выделенная энергия протонов, при которой f_v имеет максимум. Это дало дополнительный параметр, подбор которого позволил согласовать расчетную и экспериментальную степени анизотропии. Подбор функции распределения быстрых ионов используется, если нет экспериментальных данных о всех параметрах пучка. Например, в работе [31] для объяснения нейтронного спектра DD-реакций при облучении мишени из $(C_8D_8)_n$ проводились численные расчеты, в которых функция распределения дейтронов описывалась двумя температурами (продольной и поперечной) и подбирались такая пара температур, которая приводит к согласию результатов расчета и эксперимента. В условиях наших экспериментов известна функция распределения протонного пучка в диапазоне энергий от нуля до 2 МэВ [32] и нет данных при энергиях от 2 МэВ до 5 МэВ и выше, при которых происходит реакция ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Рассмотрим некоторые физические предпосылки, позволившие выбрать функцию распределения в виде (2). Протоны ускоряются полем, которое создается быстрыми электронами. Для получения энергии протона 5 МэВ необходима энергия быстрых электронов примерно такой же величины. Существует проблема: как при энергии осцилляций электрона в лазерном поле в плазме в несколько сотен кэВ получить столь высокую энергию быстрых электронов. Можно сделать предположение, что быстрые электроны за время действия лазерного импульса несколько раз пролетают через тонкую мишень, отражаясь на границах с вакуумом, и в области резонанса на критической поверхности каждый раз увеличивают свою энергию на величину, равную энергии осцилляций. В этом случае электрон может приобрести энергию в несколько энергий осцилляций. Существуют и другие модели генерации быстрых электронов, например, механизм бетатронного резонанса в собственном магнитном поле [33]. Так как мы рассматриваем интегральную за время действия импульса функцию распределения протонов, то необходимо учесть, что интенсивность лазерного импульса непостоянна, она сначала увеличивается во времени, затем уменьшается. Энергия быстрых электронов при упомянутых механизмах генерации будет также зависеть от времени, т.е. будет связана с интенсивностью импульса. Для условий наших экспериментов это приводит к функции распределения протонов вида $A \exp(-\varepsilon_p/T_p)$ [32] в области энергий до 2 МэВ

с $T_p = 0.5$ МэВ. Существует еще один механизм набора энергии быстрыми электронами. Он связан с возникновением многорезонансной структуры профиля плотности плазмы при воздействии основного лазерного импульса на плазму, созданную предимпульсами [15]. Многорезонансная структура — это ряд уплотненных слоев плазмы, в которых максимумы плотности превосходят критическую плотность, а ширина каждого слоя меньше длины волны излучения. Каждый слой имеет два резонанса, один со стороны падения излучения, другой с тыльной стороны слоя. Число слоев, а следовательно, и число резонансов, возрастает во времени и не связано с интенсивностью импульса. При меньшей интенсивности число резонансов может быть больше, чем при высокой. При прохождении быстрых электронов через множество резонансов часть электронов наберет энергию, равную сумме энергий осцилляций. Следовательно, энергия быстрых электронов в большей степени будет определяться числом резонансов, а не только интенсивностью импульса. В этом случае мы можем иметь локальный максимум функции распределения быстрых электронов по энергии в области высоких энергий, так как электроны набирают большую энергию и во время действия низкоинтенсивной части импульса. В свою очередь, функция распределения протонов также будет иметь максимум в высокоэнергетической области. Это лишь качественная картина появления энергетического распределения протонов вида (2). В этом направлении нужны дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. На данном этапе мы задавали функцию распределения с двумя параметрами (T_p и ε_{pm}), подбор которых позволил воспроизвести в расчетах измеренную степень анизотропии.

В расчетах выявлена следующая особенность появления анизотропии углового распределения нейтронов. Согласно результатам работы [29] дифференциальное сечение $d\sigma/d\omega$ имеет максимальную анизотропию (более десяти) при энергии протонов 2.3 МэВ. При увеличении энергии протонов степень анизотропии $d\sigma/d\omega$ существенно уменьшается и составляет величину масштаба 1.5–3 в зависимости от их энергии. Поэтому, если иметь целью получение большой анизотропии нейтронного выхода, то необходимо брать пучок протонов с достаточно узкими угловым и энергетическим спектрами в окрестности энергии 2.3 МэВ. Это иллюстрирует рис. 7, на котором показано угловое распределение нейтронов при следующих параметрах пучка: $\varepsilon_{min} = 2.2$ МэВ, $\varepsilon_{max} = 2.4$ МэВ, $T_p = 10$ МэВ, $\varepsilon_{p0} = 0$, $\theta_{0b} = 1^\circ$, $N_p = 10^{10}$. В этом варианте $\eta = 13.25$. Такую мо-

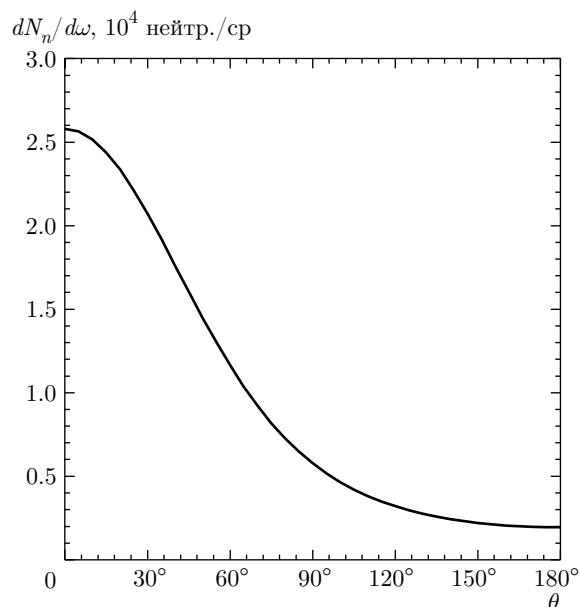


Рис. 7. Зависимость угловой плотности нейтронов от угла их вылета для моноэнергетичного пучка протонов с энергией $\varepsilon_p = 2.4$ МэВ, углом разброса направления их скоростей $\theta_{0b} = 1^\circ$ и толщиной LiF-мишени 6.6 мкм

дель генерации нейтронов можно реализовать в схеме с моноэнергетичным узконаправленным пучком протонов (энергия протонов 2.4 МэВ), который падает на тонкую LiF-мишень. Толщина этой мишени должна быть такой, чтобы протоны теряли в ней энергию $\Delta\varepsilon_p = 0.2$ МэВ. С помощью выражения для силы трения (12) находим, что толщина слоя при этом равна 6.6 мкм (для LiF-мишени взяты параметры: $n = 1.21 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $Z^* = 6$, $\Lambda^* = 8.1$). Расчет для моноэнергетичного пучка протонов с большим угловым разбросом скоростей показал, что при $\theta_{0b} = 20^\circ$ и 45° соответственно $\eta = 12.26$ и 9.12 . Этот результат показывает слабую зависимость η от углового разброса скоростей протонов. Расчет с увеличенным в 2 раза диапазоном энергий протонов ($\varepsilon_{min} = 2.1$ МэВ, $\varepsilon_{max} = 2.5$ МэВ) дал значение $\eta = 8.52$. Следовательно, анизотропия потока нейтронов в случае моноэнергетичного протонного пучка существенно снижается с увеличением ширины энергетического диапазона $\Delta\varepsilon_p$. Если при $\Delta\varepsilon_p = 0.2$ МэВ толщина LiF-мишени составляет 6.6 мкм, то при $\Delta\varepsilon_p = 0.4$ МэВ эта толщина должна быть примерно вдвое больше. Для получения пучка протонов с энергией в заданном интервале, в принципе, можно использовать магнитное поле, проходя через которое протоны разной энергии будут разделены по различным направлениям движения. Для уменьшения углового спектра протонов до входа в магнит-

ное поле можно использовать диафрагму. Если имеется магнитное поле напряженностью $B = 10^5$ Гс, то радиус Лармора для протонов с энергией 2.3 МэВ составляет 0.97 см. Следовательно, протоны будут заметно отклоняться на пути в несколько миллиметров. При $B = 10^4$ Гс эти размеры увеличиваются на порядок величины. Все эти манипуляции с протонным пучком приведут к снижению общего выхода нейтронов, но анизотропия нейтронного потока будет существенно повышена. Следует отметить, что анизотропный источник нейтронов можно получить и с помощью протонного ускорителя, как это рассматривалось в работе [22]. Однако в отличие от протонного ускорителя лазерно-плазменный источник можно получить на очень малых пространственных размерах благодаря высокой плотности энергии, создаваемой в лазерной плазме.

Если в спектре имеются протоны с энергией значительно выше 2.3 МэВ, то в начальной стадии торможения они производят нейтроны с малой анизотропией, однако, когда их энергия уменьшается до 2.3 МэВ, анизотропия нейтронного потока резко возрастает, что приводит к увеличению анизотропии и суммарного нейтронного потока. Анизотропия суммарного нейтронного потока определяется относительным вкладом в нейтронный поток порций нейтронов от групп протонов с различной энергией, которые дают нейтронные потоки с различной анизотропией. Этой особенностью появления анизотропии нейтронного потока объясняется уменьшение η с ростом температуры T_p или энергии ε_{p0} (табл. 2). Что касается углового спектра протонов, то более широкий угловой спектр естественно должен приводить к меньшей анизотропии при любом распределении по энергии. Приведенные в табл. 2 значения η показывают такое уменьшение анизотропии.

Проведенные расчеты показали, что по измерениям анизотропии нейтронного потока можно делать некоторые выводы относительно параметров пучка протонов. Однако по одним лишь измерениям анизотропии невозможно восстановить все параметры протонного пучка. Для этого необходимо знать какую-нибудь часть характеристик пучка. Это позволит сделать более детальные выводы относительно как анизотропии нейтронного потока, так и неизвестных параметров протонного пучка.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование анизотропии потока нейтронов, рождающихся в

реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Эксперимент проводился на пикосекундной лазерной установке «Неодим» при максимальной плотности потока $3 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и длине волны 1.055 мкм. При облучении тонкой алюминиевой мишени на ее тыльной стороне генерировались протоны, которые затем падали на массивную мишень из LiF. Было показано, что нейтронный поток имеет заметную анизотропию. Измеренное в эксперименте номинальное значение степени анизотропии η составляет 2. С учетом экспериментальной погрешности диапазон возможных значений η лежит в пределах от 1.3 до 3. Проведен анализ результатов эксперимента. Для объяснения анизотропии нейтронного потока были проведены численные расчеты генерации нейтронов при прохождении протонного пучка в мишени из LiF. Показано, что наряду с распределением по энергии протоны могут иметь распределение и по направлениям скорости, причем угловой спектр является достаточно широким. С помощью расчетов исследовано влияние различных параметров протонного пучка на степень анизотропии нейтронного потока. При определенных параметрах пучка протонов удастся воспроизвести измеренные в эксперименте анизотропию нейтронного потока и общее число нейтронов. Отмечено, что существуют такие параметры протонного пучка, при которых анизотропия нейтронного потока может быть значительно повышена. Наибольшее ее значение составляет величину около 13 в случае моноэнергетичного пучка протонов с энергией 2.4 МэВ и толщине LiF-мишени 6.6 мкм.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 17-02-00021, 18-29-21021, 19-02-00299) 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 (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. Н. Н. Демченко, С. Ю. Гуськов, В. Б. Розанов и др., ЖЭТФ **155**, 204 (2019).
16. K. L. Lancaster, S. Karch, and H. Habara et al., Phys. Plasmas **11**, 3404 (2004).
17. A. Youssef, R. Kodama, and M. Tampo, Phys. Plasmas **13**, 030702 (2006).
18. A. Youssef, R. Kodama, and M. Tampo, Phys. Plasmas **13**, 030701 (2006).
19. G. M. Petrov, D. P. Higginson, J. Davis et al., Phys. Plasmas **19**, 093106 (2012).
20. C. M. Brenner, S. R. Mirfayzi, D. R. Rusby et al., Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 014039 (2016).
21. Д. А. Вихляев, Д. С. Гаврилов, С. А. Горохов и др., Тезисы докладов 40-й Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород (2013), с. 106; ISBN 978-5-9903264-3-9.
22. Yangping Xu, Gerhard Randers-Pehrson, Stephen A. Marino et al., Radiation Protection Dosimetry **145**(4), 373 (2011).
23. M. Lebois, J. N. Wilson, P. Halipre et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **735**, 145 (2014).
24. В. П. Крайнов, ЯФ **74**, 1438 (2011).
25. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов и др., ЯФ **71**, 466 (2008).
26. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов и др., ЯФ **72**, 1123 (2009).
27. Дж. Сквайрс, Практическая физика, Мир, Москва (1971).
28. N. N. Demchenko, V. B. Rozanov, V. S. Belyaev et al., J. Russian Laser Res. **36**, 300 (2015).
29. H. Liskien and A. Paulsen, Atom. Data Nucl. Data Tabl. **15**, 57 (1975).
30. Физические величины, Справочник под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
31. N. Izumi, Y. Sentoku, H. Habara et al., Phys. Rev. E **65**, 036413 (2002).
32. В. С. Беляев, А. П. Матафонов, С. М. Рыбаков и др., ЯФ **73**, 1871 (2010).
33. A. Pukhov, Z. M. Sheng, and J. Meer-ter-Vehen, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).