

СОВМЕСТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ И $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ КАК МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ВЫХОДА АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2020 г. В. С. Беляев¹⁾, А. П. Матафонов¹⁾, В. П. Крайнов^{2)*},
 А. Ю. Кедров¹⁾, Б. В. Загреев¹⁾, А. С. Русецкий³⁾,
 Н. Г. Борисенко³⁾, А. И. Громов³⁾, А. В. Лобанов⁴⁾, В. С. Лисица⁵⁾

Поступила в редакцию 22.03.2020 г.; после доработки 18.04.2020 г.; принята к публикации 18.04.2020 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований по инициированию перспективной ядерной реакции синтеза $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ в лазерной пикосекундной плазме при интенсивности лазерного излучения 5×10^{18} Вт/см². Предложен новый метод измерения абсолютного выхода α -частиц в реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$, основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$. Оценка полного количества α -частиц за импульс в реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ по новой методике составляет для указанных параметров лазерного импульса величину 10^8 частиц в 4π ср. Представленные результаты существенно отличаются от данных по измерениям одноканального выхода α -частиц.

DOI: 10.31857/S0044002720050062

1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективность борводородной смеси как термоядерного топлива, обладающего важными преимуществами — малым количеством генерируемых нейтронов с невысокой энергией и дешёвизной, вот уже почти полвека обсуждается в научной печати [1, 2].

Активность исследования ядерной реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ значительно возросла после проведения экспериментальных исследований, начало которым положила работа 2005 г. [3].

В этой работе впервые в лазерной плазме был получен выход α -частиц в результате реализации реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$. Эксперимент был проведен на лазерной установке при интенсивности излучения 2×10^{18} Вт/см². Выход α -частиц был зафиксирован на уровне 10^3 в 1 ср. Работа [3] показала

принципиальную возможность экспериментального изучения реакции $p^{11}\text{B}$, стимулировавшую проведение подобных исследований.

Первыми после 2005 г. экспериментами в этом направлении были исследования на лазерной установке Pico 2000 в лаборатории LULI (Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses) [4]. Установка для исследования реакции $p^{11}\text{B}$ позволяет синхронизировать два лазерных пучка, фокусируя их в одной вакуумной камере. Авторы работы [4] отмечают, что их целью была демонстрация научного прогресса в осуществлении безнейтронного синтеза с использованием коротких лазерных импульсов и создание возможностей для дальнейших научных исследований по этой теме. Использовались два лазера. Лазерное излучение первого лазера с энергией в импульсе 400 Дж на длине волны 0.53 мкм при длительности импульса 1.5 нс и интенсивности излучения 6×10^{14} Вт/см² фокусировалось на поверхность мишени из бора и вызывало образование плазмы. Лазерное излучение второго лазера (20 Дж, $\lambda = 0.53$ мкм, $\tau = 1$ пс, $I \approx 6 \times 10^{18}$ Вт/см²) генерировало из тонкой алюминиевой фольги быстрые протоны, которые взаимодействовали с ионами бора плазмы, образованной излучением первого лазера.

При оптимальной задержке между импульсами двух лазеров на уровне 1.2 нс выход α -частиц достигал максимального значения около 10^7 в 1 ср.

¹⁾Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия.

³⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

⁴⁾Научно-техническое объединение “ИРЭ-Полюс”, Фрязино, Россия.

⁵⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: vpkrainov@mail.ru

Следующими по значимости и по рекордному выходу α -частиц следует считать эксперименты, проведенные международным коллективом ученых из Чехии, Италии, Польши на одном из мощнейших лазеров Европы “Астерикс” [5], предназначенном для научных исследований и расположенном в Праге — PALS (Prague Asterix Laser System). В этих экспериментах был получен выход α -частиц в результате протекания ядерной реакции $p^{11}\text{B}$ около 10^9 в 1 ср за один лазерный импульс. Параметры лазерного излучения в этих экспериментах — энергия импульса 500 Дж, длительность импульса ~ 0.3 нс, диаметр пятна фокусировки 80 мкм. Как отмечают авторы [5], научная значимость и прогресс этих экспериментов заключаются не только в достижении очень высокого выхода α -частиц, но также в том, что использовался лазер умеренной мощности (2 ТВт) и интенсивности (3×10^{16} Вт/см²), что показывает возможность использования в будущем компактных и недорогих лазерных систем (например, на основе диодной накачки) и простой схемы эксперимента (один лазер — одна мишень). Фактически использование лазера умеренной мощности с большой длительностью лазерного импульса избавляет от необходимости использовать специальные технологии его сжатия (например, метод усиления чирпированных импульсов), что упрощает и удешевляет лазерную систему. Кроме этого, лазерные системы такой длительности излучения не требуют вакуума для транспортировки излучения, так как интенсивности несфокусированного излучения оказываются ниже пороговой для пробоя в воздухе.

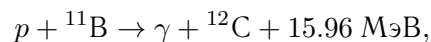
В следующих экспериментах на этой установке удалось увеличить выход α -частиц до 10^{11} в 1 ср за один лазерный импульс [6] за счет оптимизации мишени.

Важно отметить, что в работах [4–6] для получения максимального выхода α -частиц в результате инициирования в лазерной плазме ядерной реакции $p + ^{11}\text{B} = 3\alpha$ использовали предварительно созданную плазму. В статье [4] для этой цели использовалось лазерное излучение дополнительного лазера, а в статьях [5, 6] — излучение предимпульса основного лазерного импульса. В работах [4–6] подбирали или оптимальную временную задержку между первым лазерным импульсом и основным импульсом [4], или величину и длительность предимпульса [5, 6] для получения таких параметров предварительной плазмы, при которых выход α -частиц получается максимальным. При этом авторы работ [4–6] утверждают, что в этом случае создаются оптимальные условия как для получения максимального количества быстрых протонов, так и для получения максимального количества α -частиц, которые выходят из созданной лазерной

плазмы и попадают на детекторы регистрации α -частиц. Действительно, в работе [4] показано, что изменяя длительность временной задержки между наносекундным лазером, который создает предварительную плазму, и основным пикосекундным лазерным импульсом, количество α -частиц изменится. При этом если авторы [4] оставляли для воздействия на мишень из бора только один основной пикосекундный лазерный импульс, то количество α -частиц в таком случае было близко к нулю. Однако в следующей статье этих авторов [7] было показано, что в случае воздействия на мишень из бора только одного лазерного импульса с повышенной интенсивностью до уровня 10^{19} Вт/см² был зарегистрирован значительный выход α -частиц. В экспериментах [7] лазерное излучение (12 Дж, $\lambda = 1.056$ мкм, $\tau = 350$ фс, $I \approx 10^{19}$ Вт/см²) генерировало из тонкой алюминиевой фольги быстрые протоны, которые взаимодействовали с ионами бора мишени. Таким образом получается, что как при воздействии быстрых протонов на предварительно созданную плазму, так и при воздействии на твердотельную мишень регистрируется значительное количество α -частиц.

Во всех перечисленных выше работах [3–7] остается нерешенным вопрос о полном выходе α -частиц в результате инициирования реакции $p + ^{11}\text{B} = 3\alpha$, так как регистрируются только те α -частицы, которые вышли либо из предварительно созданной плазмы [4–6], либо из твердотельной мишени [3, 7], и при этом нет информации, сколько α -частиц не смогло выйти из плазмы или из глубины мишени.

Для $p + ^{11}\text{B}$ -реакции в первом поколении возможны две экзотермические реакции [1]:



вторая из которых, впрочем, сильно подавлена. Возможным источником нейтронов может явиться пороговая реакция $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, для инициирования которой необходимы протоны с энергией $E_p > 3 \text{ МэВ}$.

Оценку полного выхода α -частиц в результате инициирования реакции $p + ^{11}\text{B} = 3\alpha$ можно получить с использованием реакции $p + ^{11}\text{B} = n + ^{11}\text{C}$ в качестве реперной. При этом необходимо, чтобы максимальная энергия протонов превышала пороговую энергию в 3 МэВ. Такие условия реализуются в экспериментах [3, 4, 7].

Действительно, зная выход нейтронов в реперной реакции, спектр ускоренных протонов, сечения основной и реперной реакции, можно оценить

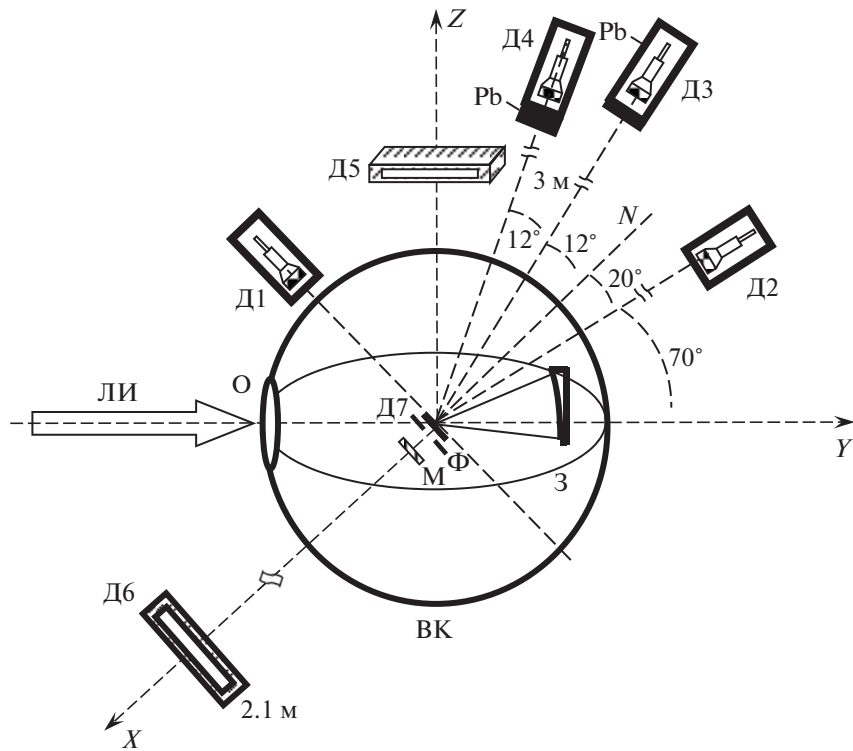


Рис. 1. Схема эксперимента. Ф — фольга из Al; М — мишень из бора; ВК — вакуумная камера; О — окно вакуумной камеры; З — внеосевое параболическое зеркало; ЛИ — лазерное излучение; N — нормаль к мишени; Д1–Д4 — сцинтилляционные детекторы нейтронного и γ -излучения; Д5, Д6 — детекторы нейтронов на гелиевых счетчиках; Д7 — трековые детекторы CR-39. Детекторы Д1–Д4, Д6–Д7 расположены в одной плоскости XY.

количество α -частиц, которые генерируются в результате протекания основной реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$. При этом важно отметить, что ни величина глубины мишени, где происходят реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$, ни параметры плазмы не оказывают влияния на распространение и регистрацию генерируемых нейтронов. Однако в случае регистрации α -частиц эти величины имеют важное значение. Поэтому в представленной работе мы приводим результаты по исследованию реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ одновременно с реперной реакцией $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$. Это позволило оценить полное количество α -частиц, инициируемых в ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$, количество α -частиц, которые не смогли выйти из мишени, и количество α -частиц, которые вышли из мишени и достигли трековых детекторов.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке “Неодим” [8]. Лазерная установка имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия до 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.0 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, пиковую интенсивность 5×10^{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 полувысоте 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 фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом на поверхность алюминиевой фольги толщиной 11 мкм под углом 30° к нормали поверхности фольги. На расстоянии 20 мм за фольгой устанавливалась мишень в виде плоской пластины из бора размером 25 на 25 мм и толщиной 500 мкм. Мишень из бора состояла из 80% изотопов B^{11} и 20% изотопов B^{10} , при этом плотность бора составляла

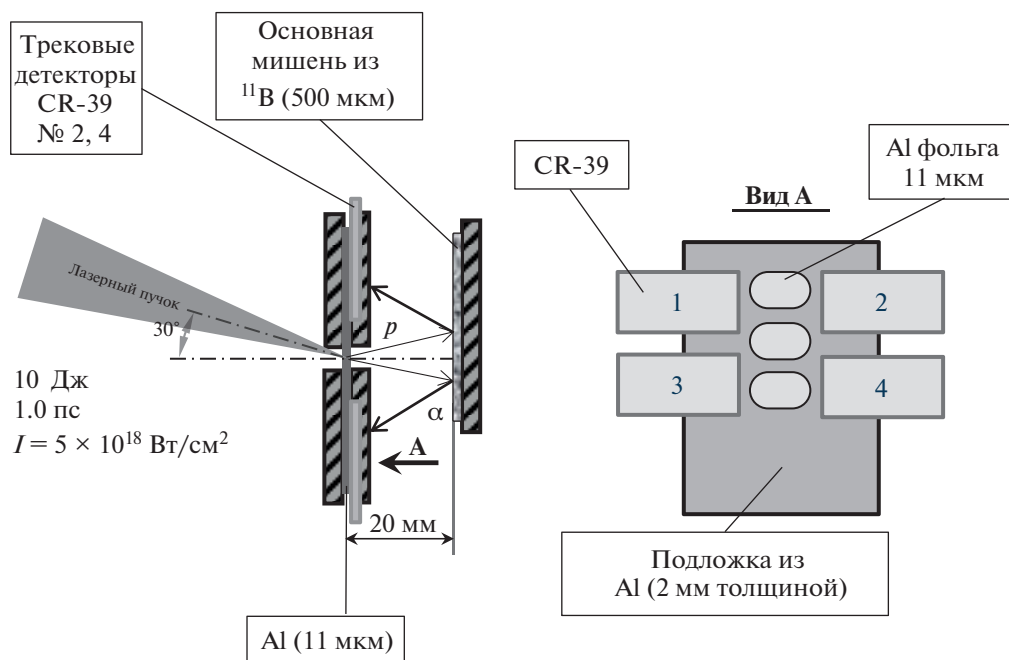


Рис. 2. Детальное изображение расположения трековых детекторов, Al-фольги и мишени из бора.

величину около 0.9 г/см^3 . Мишень располагалась в вакуумной камере диаметром 30 см и высотой 50 см. Давление остаточного газа в вакуумной камере было не хуже 10^{-3} Торр.

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения использовались четыре сцинтилляционных детектора Д1–Д4, расположенные на расстояниях 0.3; 3.1; 4.3 и 3.0 м соответственно. Перед детекторами устанавливались свинцовые фильтры толщиной от 1 до 13.5 см.

Для определения количества нейтронов, генерируемых в результате инициирования ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$ использовались детекторы Д5 и Д6 на гелиевых счетчиках. Детектор Д5 располагался над мишенью на расстоянии 25 см, а детектор Д6 располагался за мишенью на расстоянии 2.1 м. Размеры детектора Д5 — ширина детектора 33 см, высота 20 см, толщина 10 см, а детектора Д6 — 45, 26, 12 см.

Эффективность регистрации нейтронов для импульсного потока нейтронов составила для детекторов Д5 и Д6 величину около 50% [9].

Для определения выхода α -частиц, генерируемых в результате инициирования ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$, использовались детекторы Д7 на основе трековых детекторов CR-39 размером 10 на 18 мм и толщиной 1 мм с фильтрами из алюминия различной толщины — от 7 до 18 мкм. Детальное изображение расположения трековых детекторов, Al-фольги и мишени из бора представлено на рис. 2.

При воздействии лазерного излучения на Al-фольгу на ее тыльной поверхности генерируется направленный поток быстрых протонов, который падает на мишень из бора и инициирует в ее объеме ядерные реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ и $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$. Те α -частицы, которые смогут выйти из объема мишени из бора, попадают на трековые детекторы CR-39. В экспериментах использовали четыре трековых детектора CR-39 (№1–№4) с Al-фильтрами различной толщины. Расположение трековых детекторов CR-39 (№1–№4) и толщины фильтров из Al перед ними приведены на рис. 2 и табл. 1.

Для сравнения и учета фона вместо мишени из бора использовалась мишень из Al толщиной 2 мм. Для регистрации фоновых частиц использовали четыре трековых детектора CR-39 (№5–№8) с Al-фильтрами различной толщины. Трековые детекторы №5–№8 располагались на позициях, соответствующих детекторам №1–№4.

Использование детекторов с фильтрами из алюминия различной толщины позволяет оценить энергию и определить тип детектируемых частиц.

Калибровка детекторов CR-39 была проведена с помощью протонного пучка ускорителя Ван де Граафа ($E_p = 0.75\text{--}3.0 \text{ МэВ}$) и стандартных α -источников ($E_\alpha = 0.4\text{--}7.7 \text{ МэВ}$), пучка циклотрона ($E_\alpha = 8\text{--}30 \text{ МэВ}$) в НИИЯФ МГУ. После облучения проводилось травление детекторов в растворе 6M NaOH в H_2O при 70°C в течение 7 ч. Просмотр детекторов проводился на микроскопном комплексе ПАВИКОМ в Физическом институте

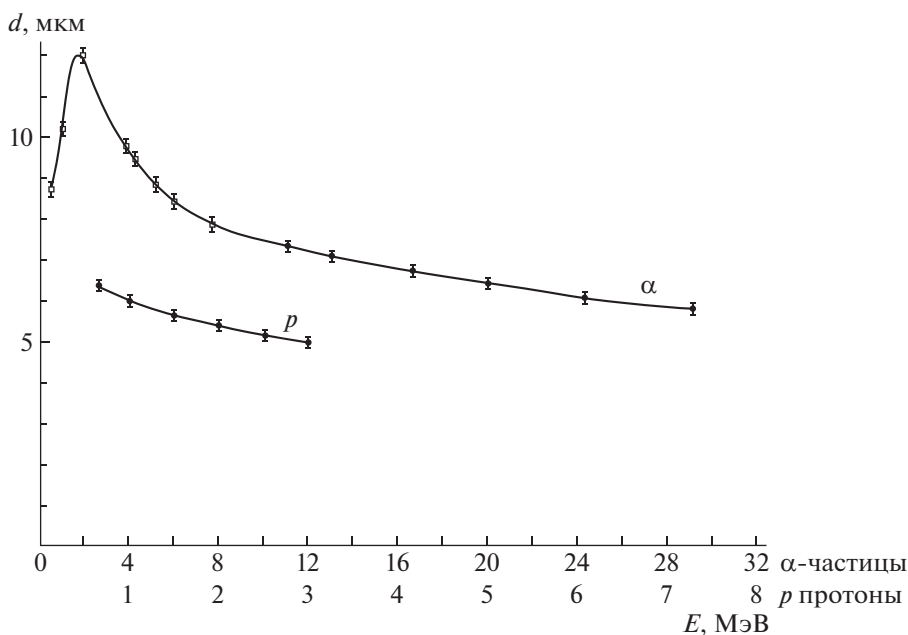


Рис. 3. Зависимости диаметров треков α -частиц и протонов от их энергии.

им. П. Н. Лебедева РАН. На рис. 3 представлены результаты калибровки, т.е. зависимости диаметров треков d протонов и α -частиц от их энергии E .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Была проведена серия из десяти экспериментов по регистрации α -частиц и нейтронов. Результаты одной из серии экспериментов по регистрации α -частиц представлены в табл. 1. В экспериментах производили по три выстрела лазерной установки для основной и контрольной (фоновой) мишеней. Выстрел лазерной установки проводился один раз в 30 минут. Для детекторов №1–№4 (основная мишень — В (0.5 мм)) зарегистрировано значительное превышение над фоном (детекторы №5–№8, контрольная (фоновая) мишень — Al (2 мм)). Важно отметить, что расположение детекторов под углом 40° относительно нормали к мишени привело к тому, что треки α -частиц от реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ получились наклонными, и они имеют выделенное направление, указывающее на мишень (см. рис. 4).

Для треков частиц на фоновых детекторах такого выделенного направления нет. Также видно, что фон достаточно низкий, поскольку мишень из алюминия не подвергается прямому воздействию лазерного луча.

Поскольку калибровка детекторов проводилась частицами при нормальном падении на трековые детекторы CR-39, то построение распределения треков по диаметрам не дает точной информации по энергии частиц. Поэтому энергетический

спектр для α -частиц, зарегистрированных детекторами №1–№4, можно построить, зная толщины их фильтров (без фильтра, 7, 11 и 18 мкм Al соответственно). Спектр зарегистрированных α -частиц показан на рис. 5. Видно, что основная часть α -частиц имеет энергию меньше 4 МэВ.

По данным детекторов №1–№4 можно оценить количество α -частиц, генерируемых в $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$. С учетом результатов всех экспериментов было определено среднее количество α -частиц, равное $n_\alpha \sim 10^5$ α -частиц/ср с точностью 20% (или $\sim 10^6$ α -частиц в 4π ср), генерируемых в телесный угол 1 ср за один выстрел лазерной установки.

При проведении экспериментов с использованием мишени из бора были зарегистрированы нейтроны, генерируемые в результате инициирования ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$. Пример осциллограмм импульсов от детекторов нейтронов на гелиевых счетчиках Д5 и Д6 представлен на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что детектор Д6 зарегистрировал девять нейтронов. Учитывая, что телесный угол регистрации нейтронов детектором Д6 равен 2.6×10^{-2} ср при расстоянии 2.1 м от детектора Д6 до мишени, и учитывая, что эффективность регистрации нейтронов детектором Д6 равна 50%, получим, что выход нейтронов в 4π ср (при условии изотропии нейтронного излучения) за один лазерный импульс составляет величину около 10^4 .

При использовании контрольной (фоновой) мишени из Al толщиной 2 мм нейтроны не были зарегистрированы.

Таблица 1. Результаты экспериментов по регистрации α -частиц

№ детектора	Мишень	Фильтр	Количество α -частиц в 1 ср, измеренное с точностью 20%
1	В(0.5 мм) — основная мишень	Без фильтра	10^5
2	В(0.5 мм) — основная мишень	7 мкм Al	1.3×10^5
3	В(0.5 мм) — основная мишень	11 мкм Al	2×10^4
4	В(0.5 мм) — основная мишень	18 мкм Al	7×10^3
5	Al(2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	Без фильтра	28
6	Al(2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	7 мкм Al	8
7	Al(2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	11 мкм Al	12
8	Al(2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	18 мкм Al	11

Также мы провели эксперименты по определению спектра протонов, генерируемых с тыльной поверхности Al-фольги. Механизмы образования ускоренных протонов при воздействии мощных лазерных импульсов представлены во многих работах, например [10, 11]. Для регистрации протонов и определения их энергии использовались трековые детекторы CR-39 с Al-фильтрами различной толщины, а также активационная методика [12]. Спектр протонов, генерируемых с тыльной поверхности Al (11 мкм) фольги представлен на рис. 7.

Исходя из экспериментально полученного спектра протонов, была определена эффективная температура быстрых протонов, равная $T_p = 450 \pm 50$ кэВ. При этом количество быстрых протонов с энергией свыше 1 МэВ составило величину около 5×10^{11} .

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проведем оценку полного количества α -частиц, возникающих в результате протекания ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ по измеренному выходу нейтронов при протекании “реперной” реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$. Приведем данные по сечению ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ (рис. 8) и “реперной” реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$ (рис. 9).

Количество α -частиц, генерируемых в результате протекания ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$, можно записать в виде

$$N_\alpha \approx 3N_{p1}\sigma_\alpha L_{p1}n_B, \quad (1)$$

где $N_{p1} = 5 \times 10^{11}$ — количество быстрых протонов с энергией $E_p \geq 1.0$ МэВ (см. рис. 7), которые вылетают с тыльной стороны Al-фольги, падают на мишень из бора, тормозятся до резонансной

энергии в 0.6 МэВ и инициируют ядерные реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$. Выбор для расчетов протонов с энергией $E_p \geq 1.0$ МэВ определяется тем, что, как показали наши эксперименты [15], пучок протонов с меньшей энергией имеет достаточно большое расхождение (угол отклонения больше 30°), и часть протонного пучка минует мишень из бора; $\sigma_\alpha = 1$ бн — сечение реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ вблизи резонансной энергии протонов $E_p = 0.6$ МэВ (см. рис. 8); L_{p1} — длина пробега протонов в мишени из бора, при которой энергия протонов уменьшается от 1.0 до 0.6 МэВ; n_B — концентрация ядер изотопа ${}^{11}\text{B}$ мишени из бора с плотностью 0.9 г/см³ (80% от общего количества бора).

Выход нейтронов в результате протекания ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$ можно записать в виде

$$N_n \approx N_{p2}\sigma_n L_{p2}n_B, \quad (2)$$

где $N_{p2} = 10^9$ — количество быстрых протонов с энергией $3.4 > E_p \geq 3.0$ МэВ, падающих на мишень из бора (при меньших энергиях сечение реакции становится очень малым, а при больших энергиях количество протонов мало), оценка дана в соответствии с рис. 7; $\sigma_n = 0.02$ бн — среднее сечение реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$ при $3.4 > E_p \geq 3.0$ МэВ (см. рис. 9); L_{p2} — длина пробега протонов в мишени, при которой энергия протонов уменьшается от 3.4 до 3.0 МэВ.

Рассчитаем длины пробега протонов и α -частиц в мишени из бора. Потери энергии на единице длины в мишени из бора для ионизационных потерь протонов или α -частиц даются известной формулой Бете–Блоха:

$$\frac{dE_{p,\alpha}}{dx} = -\frac{2\pi n Z^2 e^4}{E_{p,\alpha}} \frac{M_{p,\alpha}}{m_e} \ln \frac{4m_e E_{p,\alpha}}{M_{p,\alpha} I}. \quad (3)$$

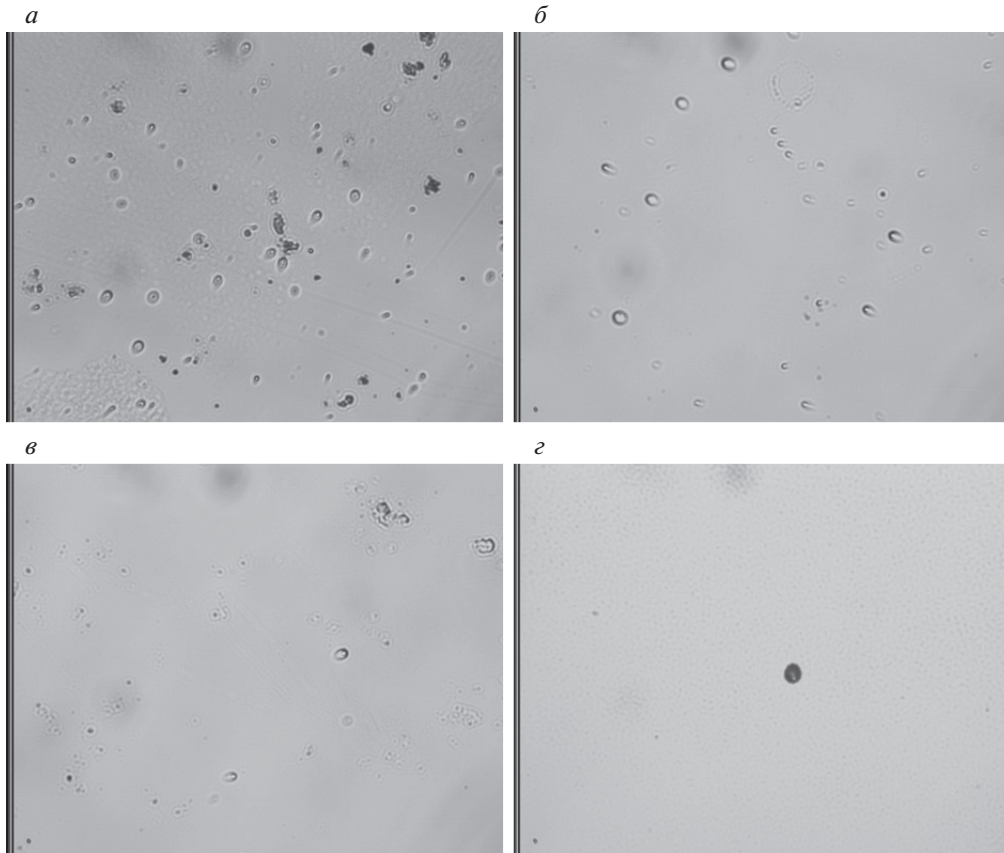


Рис. 4. Микрофотографии детекторов №1 (а), №2 (б), №3 (в) и фонового детектора №5 (г). Размер изображения 120 × 90 мкм.

Здесь $E_{p,\alpha}$ — энергия налетающего протона или α -частицы, Z — заряд налетающей частицы, n — число электронов в единице объема вещества,

$I = 13.5Z_B$ (эВ) — средний потенциал ионизации атома бора. В соответствии с суммарной концентрацией атомов бора ($^{11}\text{B} + ^{10}\text{B}$) в мишени из бора (с плотностью 0.9 г/см^3) имеем $n = 2.5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$, m_e — масса электрона, $M_{p,\alpha}$ — масса протона или α -частицы. Полагая для $E_p = 1.0 \text{ МэВ}$ и $Z_B = 5$, получим для логарифма $\ln \frac{4m_e E_p}{M_p I} = 3.46$. Полагая для $E_p = 0.6 \text{ МэВ}$ и $Z_B = 5$, получим для логарифма $\ln \frac{4m_e E_p}{M_p I} = 3.0$. Тогда из (3) находим длину пробега L_p протонов в мишени из бора (в мкм):

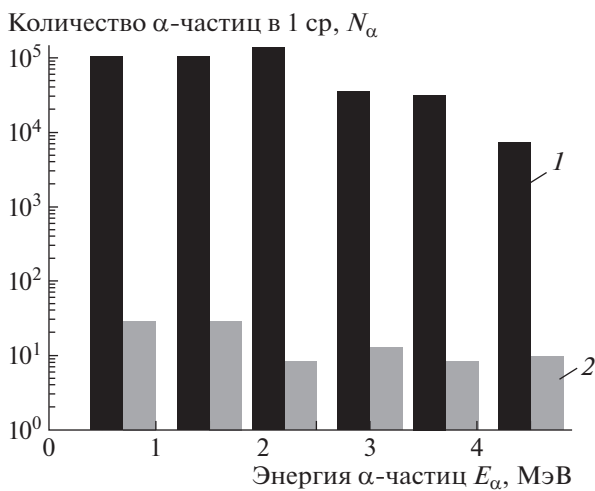


Рис. 5. Энергетический спектр α -частиц (1), зарегистрированных детекторами №1–№4 в сравнении со спектром α -частиц (2), зарегистрированных фоновыми детекторами №5–№8.

$$L_p = 25 (E_{pi}^2 - 0.86E_{pf}^2). \quad (4)$$

Здесь начальная и конечная энергии протона выражены в МэВ. Полагая, что начальная энергия $E_{pi} = 1.0 \text{ МэВ}$, а конечная энергия протона $E_{pf} = 0.6 \text{ МэВ}$ (сечение реакции имеет максимум), из (4) находим длину пробега протонов: $L_{p1} = 25 - 8 = 17 \text{ мкм}$.

В реакции с образованием нейтронов начальная энергия $E_{pi} = 3.4 \text{ МэВ}$, а конечная энергия

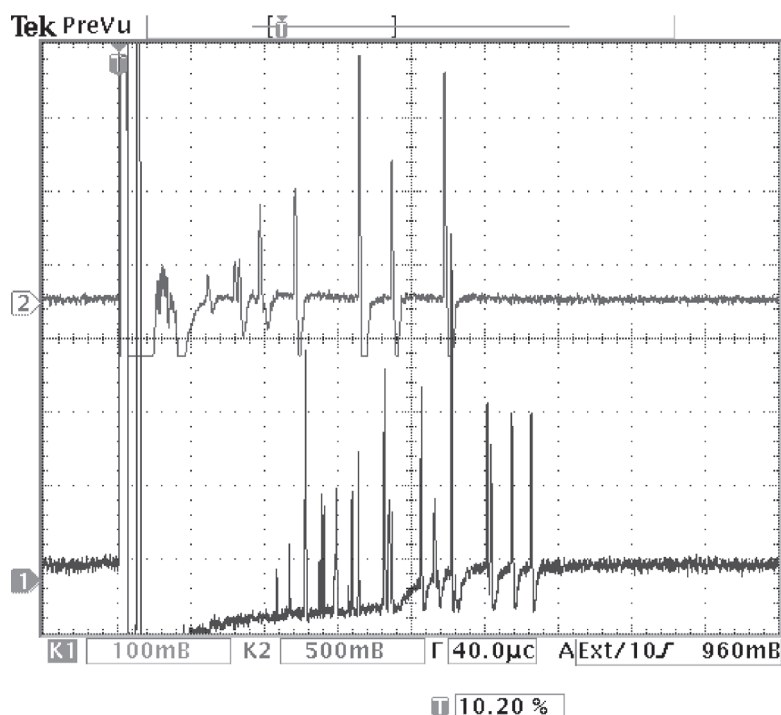


Рис. 6. Осциллограммы импульсов от детекторов нейтронов на гелиевых счетчиках Д5 (нижний луч) и Д6 (верхний луч). Масштаб по горизонтали — 40 мкс/дел., по вертикали — 0.1 В/дел. для детектора Д5 и 0.5 В/дел. для детектора Д6.

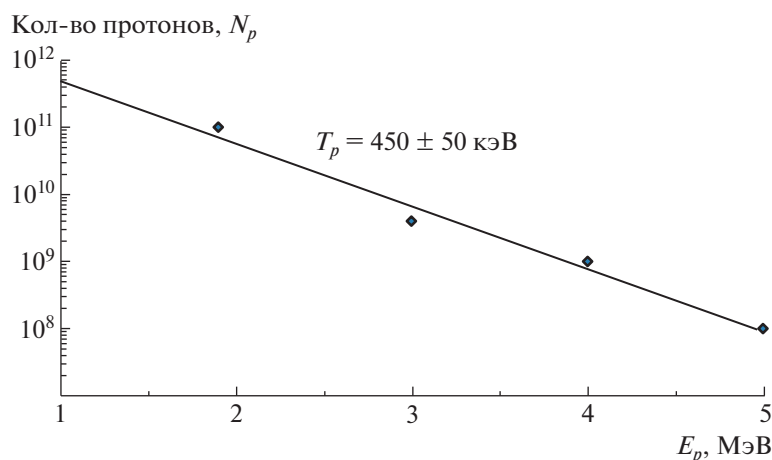


Рис. 7. Спектр протонов, генерируемых с тыльной поверхности Al (11 мкм) фольги.

протона $E_{pf} = 3.0$ МэВ. Получим для кулоновского логарифма в формуле Бете–Блоха значение $\ln \frac{4m_e E_p}{M_p I} = 4.6$. Вместо (4) в этой области энергий имеем следующее выражение для длины пробега протонов:

$$L_p = 18.4 (E_{pi}^2 - E_{pf}^2). \quad (5)$$

Получаем $L_{p2} = 212 - 166 = 46$ мкм. Разделив

выражение (1) на (2), получим

$$N_\alpha = 3Y_n \frac{N_{p1} \sigma_\alpha L_{p1}}{N_{p2} \sigma_n L_{p2}}. \quad (6)$$

При экспериментально измеренном количестве нейтронов $Y_n = 10^4$ значение для полного количества α -частиц в 4π ср в соответствии с выражением (6) будет приблизительно равно $N \approx 10^8$. Однако экспериментально измеренное количество α -частиц составило величину в 10^6 в 4π ср. Отсюда можно сделать вывод, что трековые детекторы регистрируют только около 1% генерируемых α -частиц, а

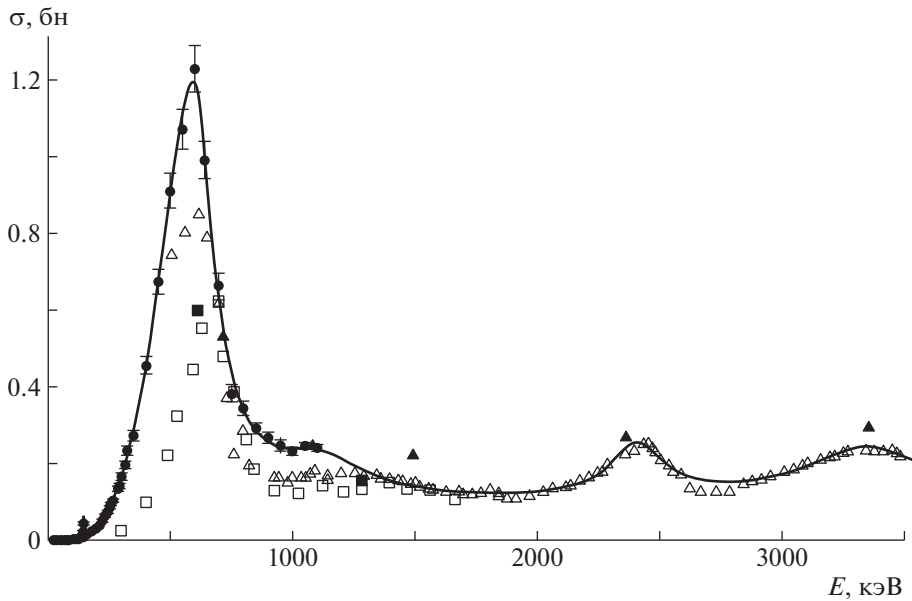


Рис. 8. Сечение ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = 3\alpha$ [13].

99% α -частиц не могут выйти из объема мишени из бора. Приведем теоретические оценки пробегов α -частиц в мишени из бора.

Потери энергии на единице длины в мишени из бора для ионизационных потерь α -частицы даются формулой (3). Полагая для оценки $E_\alpha = 3$ МэВ и

$Z_B = 5$, получим для логарифма $\ln \frac{4m_e E_\alpha}{M_\alpha I} = 3.2$.

Тогда из (3) находим длину пробега α -частиц:

$$L_\alpha = 1.7 (E_{\alpha i}^2 - 0.43E_{\alpha f}^2). \quad (7)$$

Если взять начальную энергию α -частицы $E_{\alpha i} = 3$ МэВ, а ее конечную энергию $E_{\alpha f} = 0.5$ МэВ (см. рис. 5), то отсюда получим длину пробега α -частиц $L_\alpha = 15$ мкм.

Итак, длина пробега протонов в порошке бора оказалась несколько выше, чем длина пробега α -частиц. Поэтому только малая часть α -частиц сможет выйти из мишени и попасть на трековые детекторы. Такие оценки хорошо соответствуют вышеприведенному выводу, что трековые детекторы регистрируют только около 1% генерируемых α -частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен новый метод измерения абсолютного выхода α -частиц в реакции ${}^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$, основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции ${}^{11}\text{B}(p, n){}^{11}\text{C}$. Впервые проведены измерения количества α -частиц, генерируемых в результате протекания ядерной реакции ${}^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$, одновременно с измерением количества нейтронов, инициируемых в реперной ядерной реакции. Это позволило оценить полное количество α -частиц, инициируемых в ядерной реакции ${}^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$, равное 10^8 в 4π ср. Эти результаты существенно уточняют результаты измерений, основанных на одном канале измерений с

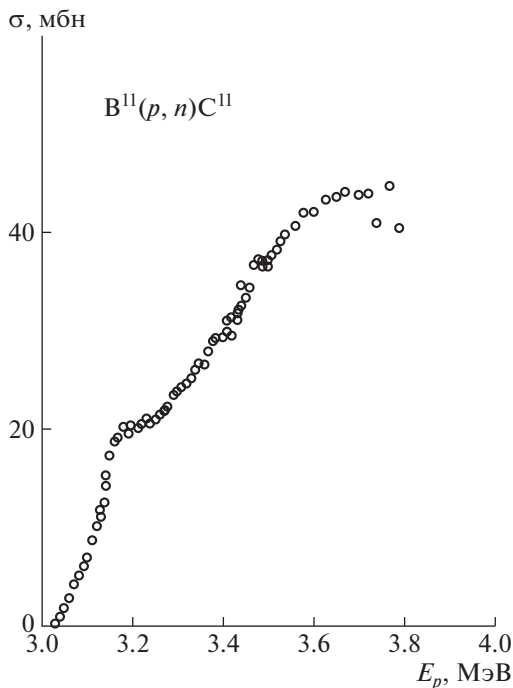


Рис. 9. Сечение ядерной реакции $p + {}^{11}\text{B} = n + {}^{11}\text{C}$ [14].

использованием регистрации выхода единственной фракции α -частиц.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 18-29-21021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова (Наука, Москва, 1999), т. 2.
2. А. Б. Кукушкин, В. И. Коган, *Физика плазмы* **5**, 1264 (1979).
3. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. S. Roussetski, G. N. Ignatyev, and V. P. Andrianov, *Phys. Rev. E* **72**, 026406 (2005).
4. C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia, and J. Rafelski, *Nat. Commun.* **4**, 2506 (2013).
5. A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan, P. Bellutti, J. Krasa, A. Szydlowsky, G. Bertuccio, Y. Shi, A. Mangione, J. Prokupek, A. Malinowska, E. Kroususky, J. Ullschmied, L. Laska, M. Kucharik, and G. Korn, *Phys. Rev. X* **4**, 031030 (2014).
6. L. Giuffrida, V. Scuderi, G. A. P. Cirrone, G. Milluzzo, G. Petringa, A. Velhyan, A. Picciotto, F. Belloni, and M. Kucharik, in *Abstract Book of 2nd International Conference on Nuclear Photonics, June 24–29, 2018, Brasov, Romania*, p. 110.
7. C. Baccou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J. E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski, and C. Labaune, *Laser Part. Beams* **33**, 117 (2015).
8. Н. Н. Демченко, В. С. Беляев, А. П. Матафонов, Б. В. Загреев, А. Ю. Кедров, А. А. Лятегин, А. В. Лобанов, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **156**, 428 (2019) [*JETP* **129**, 357 (2019)].
9. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов, С. М. Рыбаков, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, В. П. Андрианов, Г. Н. Игнатъев, В. С. Бушуев, А. И. Громов, А. С. Русецкий, В. А. Дравин, *ЯФ* **72**, 1123 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1077 (2009)].
10. В. С. Беляев, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, А. П. Матафонов, *УФН* **178**, 823 (2008) [*Phys. Usp.* **51**, 793 (2008)].
11. С. Ю. Гуськов, Ф. А. Корнеев, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 3 (2016) [*JETP Lett.* **104**, 1 (2016)].
12. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, В. П. Андрианов, Г. Н. Игнатъев, Ю. А. Меркульев, В. С. Бушуев, А. И. Громов, *ЯФ* **71**, 466 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 443 (2008)].
13. W. M. Nevins and P. Swain, *Nucl. Fusion* **40**, 865 (2000).
14. R. E. Segel, S. S. Hanna, and R. G. Allas, *Phys. Rev.* **139**, B818 (1965).
15. В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов, Б. В. Загреев, А. В. Лобанов, А. П. Матафонов, С. Г. Моисеенко, О. Д. Торопина, *Астрон. журн.* **95**, 171 (2018) [*Astron. Rep.* **62**, 162 (2018)].

JOINT INVESTIGATIONS OF NUCLEAR REACTIONS $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ AND $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ AS A NEW TOOL OF ABSOLUTE ALPHA-PARTICLE YIELD DETECTION IN PICOSECOND LASER PLASMAS

V. S. Belyaev¹⁾, A. P. Matafonov¹⁾, V. P. Krainov²⁾, A. Yu. Kedrov¹⁾, B. V. Zagreev¹⁾, A. S. Rusetsky³⁾, N. G. Borisenko³⁾, A. I. Gromov³⁾, A. V. Lobanov⁴⁾, V. S. Lisitsa⁵⁾

¹⁾ *Central Research Institute for Machine Building, Korolev, Russia*

²⁾ *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia*

³⁾ *Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

⁴⁾ *IPG IRE-Polus, Fryazino, Russia*

⁵⁾ *National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

Results of experimental investigations devoted to the initiation of the perspective nuclear fusion reaction $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ in laser picosecond plasmas at the intensity of laser radiation of about 5×10^{18} W/cm² are presented. A new method of absolute alpha-particle yield measurement in the reaction $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ based on the simultaneous neutron number registration in the reference nuclear reaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ is suggested. The estimation of total alpha-particle number per pulse in the reaction $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ in accordance with the new method is equal 10^8 particles into 4π sr for the laser pulse parameters pointed above. The results presented are in essential difference from data based on single-channel alpha-particles yield measurements.