

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРА ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ${}^6\text{Li}$ В РЕАКЦИИ $n + {}^6\text{Li}$

© 2025 г. М. В. Мордовской^{1),*}, А. А. Каспаров^{1),**}, А. А. Афонин¹⁾, А. И. Драчев¹⁾, Ю. М. Бурмистров¹⁾, В. В. Мицук¹⁾, В. Н. Пономарев¹⁾, С. И. Поташев^{1),2)}

Поступила в редакцию 01.10.2024 г.; после доработки 01.10.2024 г.; принята к публикации 08.10.2024 г.

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН при энергии нейтронов 40–60 МэВ проведен эксперимент по исследованию кластерной структуры ${}^3\text{He} + t$ ядра ${}^6\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He } n)t$. Получен спектр энергии возбуждения ${}^6\text{Li}$ в диапазоне $E_x = 16–50$ МэВ. При энергии возбуждения $E_x = 16.6$ МэВ обнаружен резонанс с $\Gamma = 0.7$ МэВ, а в интервале $E_x = 30–50$ МэВ обнаружены два широких резонанса $E_x = 35.9$ и $E_x = 43.1$ МэВ с $\Gamma = 8.4$ и $\Gamma = 5.4$ МэВ соответственно. Все уровни наблюдаются впервые.

Ключевые слова: нейтронный канал РАДЭКС, реакция ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He } n)t$, кластерная структура

DOI: 10.31857/S0044002725010143, EDN: GRSIJX

1. ВВЕДЕНИЕ

Кластеризация является интереснейшим явлением как в структуре ядер, так и в процессах их возбуждения [1]. Существование альфа-кластеров доказано не только в легких, но и в тяжелых ядрах. Ядерные кластеры, отличные от альфа-кластеров, наблюдаются и играют заметную роль как для адекватного описания механизмов ядерных реакций, так и структуры ядер [2]. Для нейтронно-избыточных ядер имеются теоретические [3] и экспериментальные [4, 5] основания для предположения о существовании динейтронного кластера.

Ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ представляют значительный экспериментальный и теоретический интерес из-за кластерной структуры низколежащих состояний, рассматриваемых как ${}^4\text{He} + 2n$ и ${}^4\text{He} + d$ соответственно. В то же время в системе $A = 6$ при высоких энергиях возбуждения возможны тринуклонные квазимолекулярные состояния $t + t$ или $t + {}^3\text{He}$. Существование таких кластеров в изобарах $A = 6$ было теоретически предположено несколько десятилетий назад [6]. Тринуклонные кластеры t и ${}^3\text{He}$ являются фермионами и аналогичны нейтронам и протонам в ядерных системах соответственно, и существенно отличаются от кластеров, которые являются бозонами (например, альфа-кластеры).

Спектроскопическая информация о низколежащих состояниях в легких ядрах известна в большей степени с достаточной точностью, в то время как информация о высоко возбужденных состояниях известна гораздо слабее. Главным образом, это связано с более коротким временем жизни таких состояний, в связи с чем их энергетические ширины значительно больше и поэтому получить энергию их возбуждения с высокой точностью достаточно трудно.

Высоко возбужденные состояния ${}^6\text{Li}$ исследовались в ряде работ (табл. 1). Так в работе [7] в реакции ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$ при энергии $E({}^6\text{Li}) = 93$ МэВ для ядра ${}^6\text{Li}$ была обнаружена широкая структура при энергии $E_x \approx 20$ МэВ, которая рассматривалась как квазимолекулярное состояние ${}^3\text{He} + t$. В работе [8] в реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha)$ при энергии $E({}^3\text{He}) = 450$ МэВ установлены два широких резонанса ${}^6\text{Li}$ со структурой $t + {}^3\text{He}$ при $E_x = 18.0 \pm 0.5$ и $E_x = 22.0 \pm 1.0$ МэВ. В работе [9] в реакции ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, \alpha){}^6\text{Li}$ на пучке ${}^7\text{Li}$ с энергией 31.2 МэВ наблюдались возбужденные состояния ${}^6\text{Li}$ при 12.45, 15.31 и 17.29 МэВ. Последнее состояние с шириной ~ 0.8 МэВ обнаружено выше порога развала ${}^6\text{Li}$ на $t + {}^3\text{He}$. В работе [10] наблюдались два резонанса ${}^6\text{Li}$ при $E_x = 21.30$ и 21.90 МэВ в реакции ${}^3\text{H}(\alpha, {}^3\text{H } {}^3\text{He})n$ при энергии $E_\alpha = 67.2$ МэВ.

Все рассмотренные работы [7–10] проводились на пучках заряженных частиц, с хорошо известной энергией. В настоящей работе представлены результаты кинематически полного эксперимента ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He } n)t$, проведенного на нейтрон-

¹⁾ Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾ Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

* E-mail: mvmordovsk@mail.ru

** E-mail: kasparov200191@gmail.com

Таблица 1. Данные об энергиях и ширинах высоко возбужденных уровней ядра ${}^6\text{Li}$

Реакция	Энергия, МэВ	E_x , МэВ	Γ , МэВ	Литература
${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^6\text{Li}$	93	≈ 20.0	≈ 10.0	[7]
${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha t)$	450	18.0 ± 0.5 22.0 ± 1.0	5.0 ± 0.5 8.0 ± 1.0	[8]
${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, \alpha){}^6\text{Li}$	31.2	12.45 ± 0.36 15.31 ± 0.47 17.29	2.5 ± 1.1 3.58 ± 0.29 0.76	[9]
${}^3\text{H}(\alpha, {}^3\text{H} {}^3\text{He})n$	67.2	21.30 ± 0.3 21.90 ± 0.4	0.3 0.4	[10]

ном канале РАДЭКС Института ядерных исследований Российской академии наук на созданной установке для исследования свойств высоко возбужденных состояний легких ядер [11] при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ.

2. КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Кинематическое моделирование эксперимента было проведено с помощью программы, предназначенной для изучения реакций с тремя частицами в конечном состоянии [12]. Программа позволяет проводить выбор геометрии эксперимента, в выбранной геометрии рассчитывать времена пролета и энергии всех вторичных частиц, оценивать как доступную в эксперименте область энергий возбуждения, так и возможное разрешение по энергии возбуждения.

Результаты проведенного моделирования при энергии налетающих нейтронов 50 ± 10 МэВ показали, что регистрация рассеянного нейтрона в интервале углов $-180^\circ \leq \Theta_n \leq 180^\circ$ позволит исследовать область энергий возбуждения ${}^6\text{Li}^*$ от порога развала (~ 15.8 МэВ) до ~ 50 МэВ.

На рис. 1 показана двумерная диаграмма зависимости энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ — $E_x({}^6\text{Li})$ от угла регистрации развальной частицы гелий-3 — $\Theta({}^3\text{He})$, полученная при энергии налетающих нейтронов 50 ± 10 МэВ и угле регистрации рассеянного нейтрона $\Theta_n = 80^\circ \pm 2^\circ$. Выбор угла регистрации вторичных нейтронов обусловлен максимально возможной длиной времяпролетной базы и особенностями экспериментального зала в месте нахождения экспериментальной установки.

Из рис. 1 видно, что регистрация развальной частицы под разными углами позволяет исследовать различные области энергий возбуждения ${}^6\text{Li}$. Рассмотрим дальнейшее моделирование при $\Theta({}^3\text{He}) = -50^\circ \pm 1^\circ$. Отметим, что положительным и отрицательным углом соответствуют углы вылета по разные стороны от оси пучка соответственно.

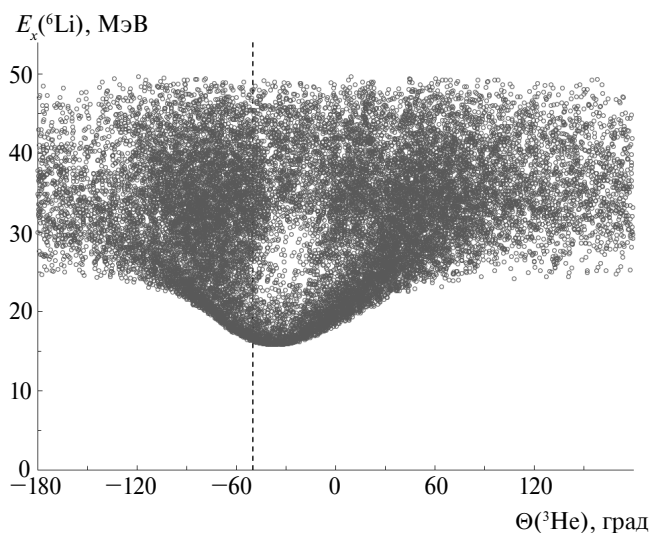


Рис. 1. Двумерная диаграмма $\Theta({}^3\text{He}) - E_x({}^6\text{Li})$ реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n + {}^3\text{He} + t$. Параметры моделирования: $E_0 = 50 \pm 10$ МэВ; $\Theta_n = 80^\circ \pm 2^\circ$. Положительным и отрицательным углом соответствуют углы вылета слева и справа от оси пучка соответственно. Штриховая линия — выбранный угол регистрации ${}^3\text{He}$.

На рис. 2 показаны результаты моделирования процессов демократического развала и развала через возбужденное состояние ${}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^3\text{He} + t$ для трех различных состояний с $E_x = 17 \pm 0.4$ МэВ, $E_x = 21 \pm 0.8$ МэВ и $E_x = 25 \pm 1.2$ МэВ. Видно, что события, идущие через возбуждение уровня с конкретной энергией и шириной, занимают определенную (ограниченную) область на диаграмме Далица $E({}^3\text{He}) - E_n$, и могут быть выделены на фоне событий демократического развала.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальное исследование спектра энергии возбуждения ядра ${}^6\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{He} n){}^3\text{H}$ при энергии нейтронов 40–60 МэВ было проведено на нейтронном

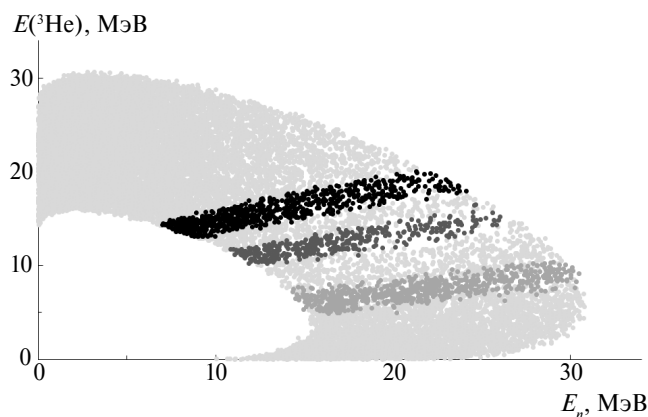


Рис. 2. Двумерная диаграмма $E(^3\text{He}) - E_n$ реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n + {}^3\text{He} + t$ (светло-серые точки) и развала через возбужденное состояние ${}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^3\text{He} + t$ для трех различных состояний с $E_x = 17 \pm 0.4$ МэВ (серые точки), $E_x = 21 \pm 0.8$ МэВ (темно-серые точки) и $E_x = 25 \pm 1.2$ МэВ (черные точки). Параметры моделирования: $E_0 = 50 \pm 10$ МэВ; $\Theta_n = 80^\circ \pm 2^\circ$; $\Theta(^3\text{He}) = -50^\circ \pm 1^\circ$.

канале РАДЭКС на установке для исследования свойств высоко возбужденных состояний легких ядер [11]. Изменения в настоящих измерениях, в отличие от тестовых, выполненных в 2023 г., касались улучшения защиты кремниевых детекторов от облучения нейтронами и увеличения быстродействия системы сбора информации. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3.

Источником нейтронов служила ловушка пучка протонов с энергией 267 МэВ частотой 50 Гц и длительностью импульса 150 мкс Линейного ускорителя ИЯИ РАН. Нейтроны, образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм, коллимировались на длине 12 м и формировали пучок с диаметром ~ 50 мм на измерительной мишени.

Пучок нейтронов облучал литиевую мишень, расположенную в центре большой вакуумной камеры рассеяния. Мишень представляет собой тонкий слой изотопа ${}^6\text{Li}$ толщиной ~ 5 мкм, напыленный на полиимидную пленку толщиной 12 мкм. В камере на расстоянии 45 см от измерительной мишени под углом 50° к оси пучка располагался телескоп кремниевых детекторов $\Delta E - E_1 - E_2$ (25, 500, 300 мкм соответственно), предназначенный для регистрации заряженных частиц. Телескоп Si-детекторов размещен в позиции с меньшими полями рассеянных нейтронов и защищен достаточной теневой защитой из свинца, а суммарная толщина кремниевых детекторов перекрывает длину поглощения заря-

женных частиц в исследуемом диапазоне энергий первичных нейтронов.

Вторичные нейтроны регистрировались годоскопом, состоящим из четырех сцинтилляционных детекторов (5×5 см²) на основе жидкого сцинтиллятора EJ-301, установленным вне камеры рассеяния на расстоянии в 1.95 м от мишени под углом 80° по другую сторону от оси пучка.

Электроника установки и система сбора информации минимизирована и состоит из предусилителей (ПУ) кремниевых детекторов, быстрых усилителей (БУ) сигналов после ПУ, систем питания детекторов и цифрового сигнального процессора (ЦСП) CAEN DT5742 с передачей информации по оптическому каналу. Сигналы с нейтронных детекторов напрямую подавались на ЦСП, а сигналы с Si-детекторов — через БУ. Сигналы оцифровывались, и затем вычислялись их амплитуды и время появления.

В результате было существенно уменьшено облучение нейтронами Si-детекторов, уменьшено количество наложенных сигналов и увеличена скорость записи информации.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Время пролета нейтрона и, соответственно, энергия нейтрона измерялись по разнице времен появления сигнала на E_1 -детекторе и на любом сцинтилляционном. Анализ формы импульса нейтронного детектора (PSD-метод) позволил отделить сигналы, вызванные нейтронами, от сигналов, вызванных гамма-квантами. Энергии заряженных частиц, поглощенные в ΔE - и E -детекторах, определялись по амплитудам сигналов.

На рис. 4 показана полученная в эксперименте двумерная диаграмма потерь энергии в $\Delta E - E_1$ -детекторах. Также на рис. 4 показаны моделированные кривые для различных заряженных частиц (p , d , t , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$), рассчитанные с учетом толщин мишени, детекторов и использованных настроек регистрирующей аппаратуры. Во вкладке на рис. 4 представлены потери энергии для детекторов $E_1 - E_2$, на которой хорошо видны локусы для частиц ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, не поглощенные в детекторе E_1 .

Часть интересующей области энергий приходится на обратные ходы локусов, которые достаточно сильно перекрываются. Для разделения перекрывающихся областей применялся метод идентификации частиц и типа события, описанный в [13], требующий анализа формы импульса. На рис. 5а показаны спектры длительностей фронта ($t_{\text{фронт}}$) и спада ($t_{\text{спад}}$) сигналов (A_1) “быстрого” выхода ПУ детектора E_1 . Видна сложная структура формы, особенно заднего

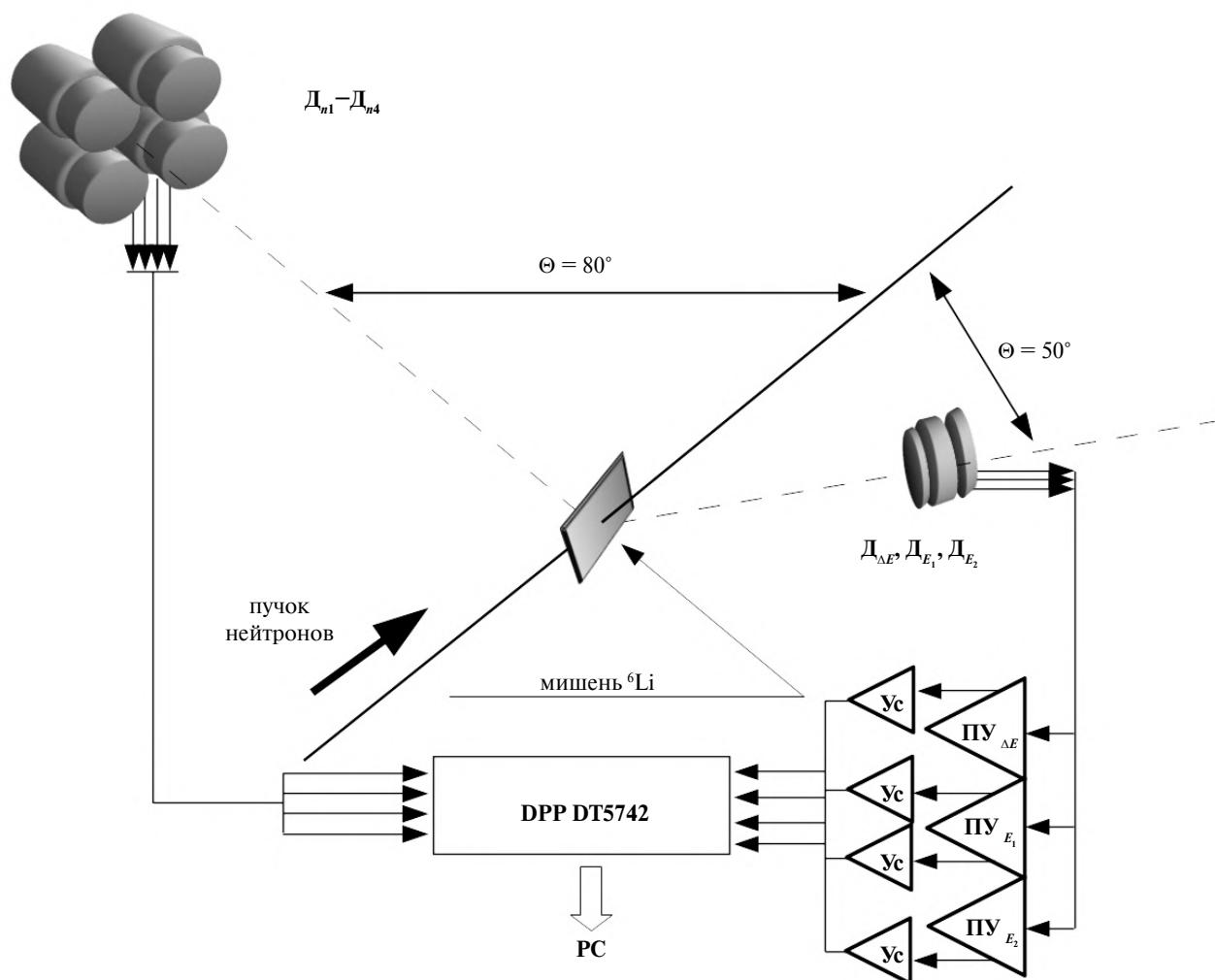


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

фронта. Эта структура зависит от сорта частицы, энергии частицы и факта поглощения или пролета сквозь детектор.

Из значений $t_{\text{фронт}}$, $t_{\text{спад}}$, $A_{\text{сигнал}}$ возможно построение ряда комбинаций (аналог PSD-метода для n – γ -разделения). На рис. 5б представлен график одной такой комбинации – зависимость $t_{\text{спад}}/A_{\text{сигнал}}$ от $t_{\text{фронт}}/A_{\text{сигнал}}$, а выделенная черным цветом область соотносится с нужным участком обратного хода локусов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. На вкладках рис. 5б показан пример зависимости выделения событий на локусах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ двумерных диаграмм $\Delta E - E_1$ и $E_1 - E_2$ от выделения на этом графике времен формы. Такой метод позволяет достоверно “выпрямлять” локусы. В остальной процедуре обработки сигналов была стандартной – вычислялись амплитуды и положения 0.5 от максимума сигнала относительно запускающего сигнала. Для сигналов сцинтилляционного детектора проводилась еще проверка и отбраковка по n – γ -разделению (PSD-метод). В случае

наложенных импульсов проводился анализ формы и разделение.

5. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В эксперименте по исследованию реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + t + n$ регистрировались в совпадении заряженные частицы (гелий-3) и вторичные нейтроны. Это позволило восстановить энергию первичного нейтрона (энергетический спектр канала РАДЭКС непрерывен вплоть до ~ 267 МэВ), энергию и угол вылета тритона решением уравнений сохранения энергии и импульса. Таким образом, из накопленного массива данных можно выделять события, относящиеся к различным интервалам энергии первичного пучка.

На рис. 6 показан экспериментальный выход $E_n - E({}^3\text{He})$ совпадения для энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ. По хорошему заполнению видно, что были соблюдены условия соответствия параметров эксперимента предварительному расчету (см. рис. 2).

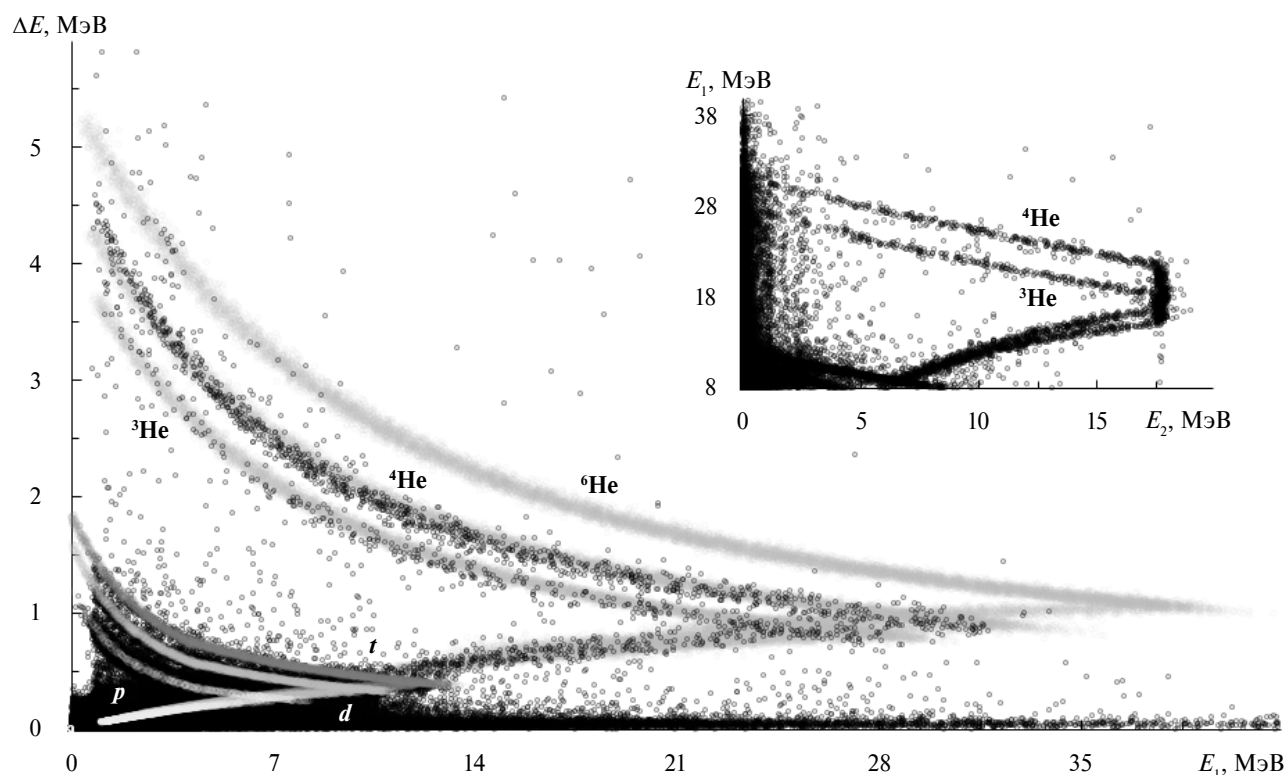


Рис. 4. Экспериментальная двумерная диаграмма потерь энергии в ΔE – E_1 - и E_1 – E_2 -детекторах. Кривые – результат моделирования для однозарядных (p , d , t) и двухзарядных (^3He , ^4He , ^6He) частиц.

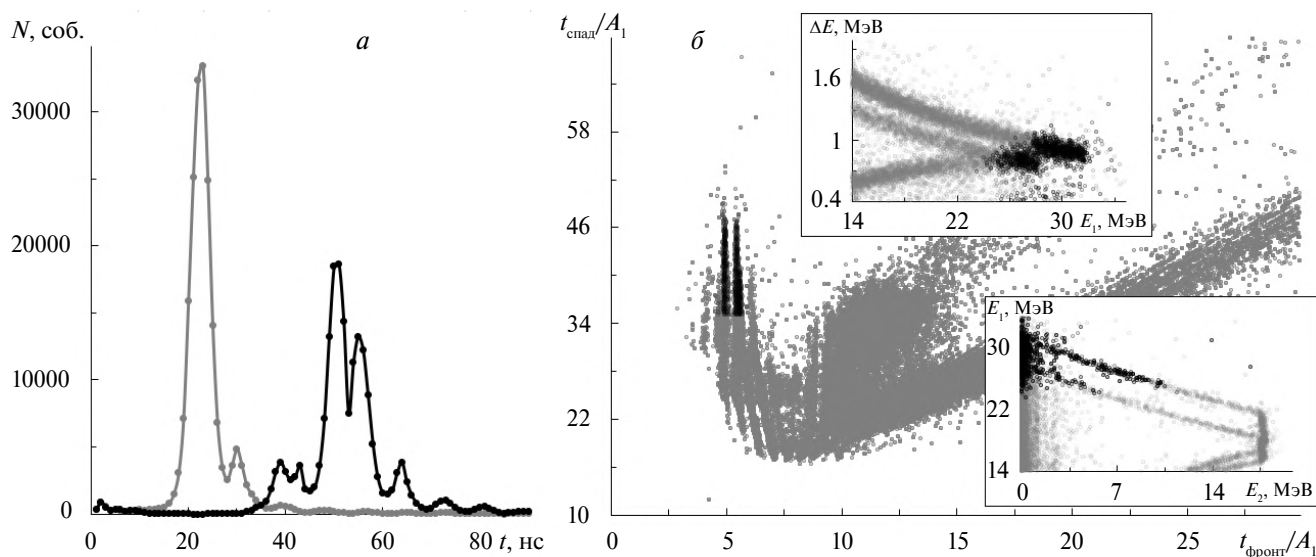


Рис. 5. *a* – Спектры времен переднего (черная кривая) и заднего (серая кривая) фронтов сигнала детектора E_1 ; *б* – комбинация из $t_{\text{фронт}}$, $t_{\text{спад}}$, A_1 и результат выделения на двумерных диаграммах ΔE – E_1 и E_1 – E_2 .

На рис. 7 показан спектр энергии возбуждения $E_x(^6\text{Li})$ для интервала энергий нейтронного пучка $E_0 = 40$ – 60 МэВ. Стрелками показаны уровни высоко возбужденных состояний ядер ^6Li , полученные в работах [7–10], а на вкладке показана структура при энергиях немного выше порога ($^3\text{He} + t$), определяемая с достаточ-

ной достоверностью как уровни. Статистическая точность позволяет утверждать только о проявлении в этом эксперименте похожих уровней в районе 17–18 МэВ и о наличии резонанса при $E_x = 16.6$ МэВ с $\Gamma = 0.7$ МэВ.

При энергиях возбуждения в интервале $E_x = 30$ – 50 МэВ видны два широких резо-

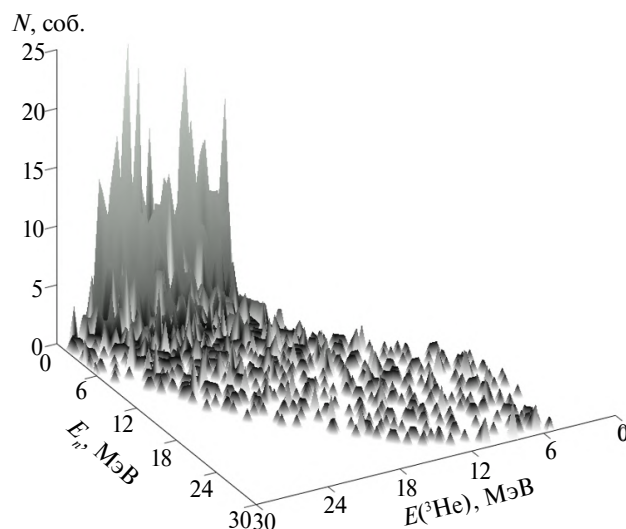


Рис. 6. Экспериментальная диаграмма $E_n - E({}^3\text{He})$ реакции ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He})t$ при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ.

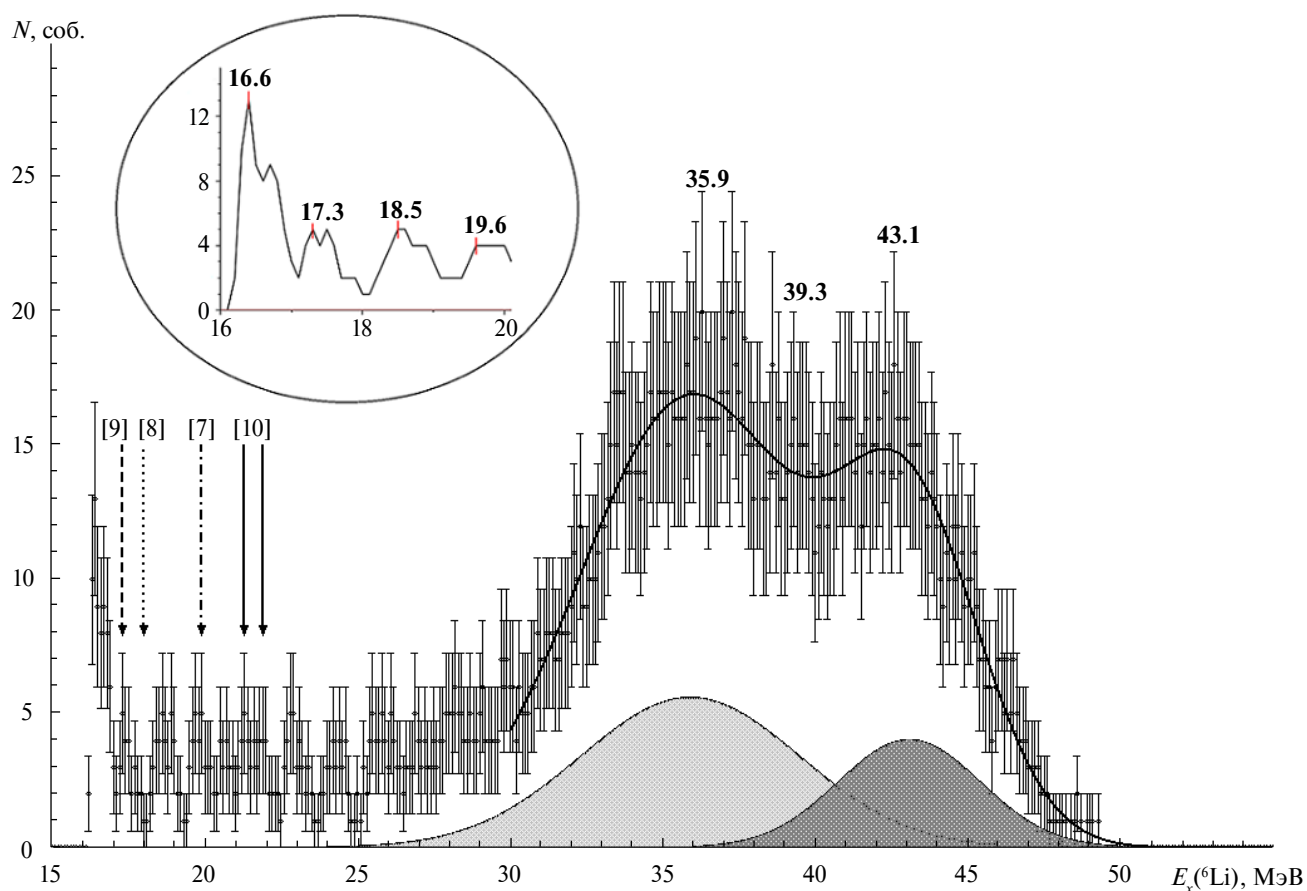


Рис. 7. Спектр энергии возбуждения E_x ядра ${}^6\text{Li}$, полученного в реакции ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He})t$ при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ. Стрелками показаны уровни высоко возбужденных состояний ядер ${}^6\text{Li}$, полученные в работах [7–10], на вкладке показана структура при энергиях немного выше порога (${}^3\text{He} + t$).

нанса $E_x = 35.9$ и $E_x = 43.1$ МэВ с $\Gamma = 8.4$ и $\Gamma = 5.4$ МэВ соответственно. С меньшей определенностью можно указать на наличие промежуточной структуры при $E_x = 39.3$ МэВ. Уровни возбуждения ${}^6\text{Li}$ с $E_x = 16.6$, 35.9 , 43.1 МэВ в литературе пока не декларировались и наблюдаются впервые.

Для более точных утверждений о структуре высоко возбужденных состояний ядер ${}^6\text{Li}$ и для определения свойств уровней необходимо увеличение статистической точности, а также проведение дополнительных измерений с изменением углов регистрации заряженных частиц и нейтронов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН при энергии нейтронов 40–60 МэВ проведен эксперимент по исследованию кластерной структуры ${}^3\text{He} + t$ ядра ${}^6\text{Li}$ в реакции ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He} n)t$. В эксперименте по разные стороны от оси пучка регистрировались рассеянные нейтроны в совпадении с продуктами распада (${}^3\text{He}$) высоко возбужденных состояний ядра ${}^6\text{Li}$. По энергиям и углом вылета ${}^3\text{He}$ и n было проведено восстановление энергии первичных нейтронов, вызвавших реакцию, а также определены энергия и угол вылета недетектируемой частицы (t). Отобраны события при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ, для которых рассчитана энергия возбуждения E_x ядра ${}^6\text{Li}$, распадающегося по каналу ${}^3\text{He} + t$.

В результате эксперимента получен спектр энергии возбуждения ${}^6\text{Li}$ в диапазоне $E_x = 16$ –50 МэВ. При энергии возбуждения $E_x = 16.6$ МэВ обнаружен резонанс с $\Gamma = 0.7$ МэВ, а в интервале $E_x = 30$ –50 МэВ обнаружены два широких резонанса $E_x = 35.9$ и $E_x = 43.1$ МэВ с $\Gamma = 8.4$ и $\Gamma = 5.4$ МэВ. Все уровни наблюдаются впервые.

Необходимо проведение дополнительных измерений как для более точных утверждений о структуре высоко возбужденных состояний ${}^6\text{Li}$, так и для определения свойств уровней.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и ма-

тематики, направление № 6 “Ядерная и радиационная физика”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Nakayama, T. Yamagata, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Fushimi, M. B. Greenfield, H. Kohri, N. Koori, K. Takahisa, A. Tamii, M. Tanaka, and H. Toyokawa, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 122502 (2001).
2. M. Freer, J. C. Angélique, L. Axelsson, B. Benoit, U. Bergmann, W. N. Catford, S. P. G. Chappell, N. M. Clarke, N. Curtis, A. D’Arrigo, E. de Goes Brennard, O. Dorvaux, B. R. Fulton, G. Giardina, C. Gregori, S. Grévy, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1383 (1999).
3. M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson, and J. S. Vaagen, *Phys. Rep.* **231**, 151 (1993).
4. Yu. Ts. Oganessian, V. I. Zagrebaev, and J. S. Vaagen, *Phys. Rev. C* **60**, 044605 (1999).
5. G. Belovitsky, E. Konobeevski, A. Stepanov, V. Zavarzina, S. Zuyev, S. Lukyanov, and Yu. Sobolev, *Int. J. Mod. Phys. E* **17**, 2331 (2008).
6. D. R. Thompson and Y. C. Tang, *Nucl. Phys. A* **106**, 591 (1968).
7. S. B. Sakuta, B. G. Novatsky, D. N. Stepanov, D. V. Aleksandrov, Yu. A. Glukhov, and E. Yu. Nikolsky, *Phys. At. Nucl.* **65**, 1771 (2002).
8. S. Nakayama, T. Yamagata, H. Akimune, M. Fujiwara, K. Fushimi, M. B. Greenfield, K. Hara, K. Y. Hara, H. Hashimoto, K. Ichihara, K. Kawase, H. Matsui, K. Nakanishi, M. Sakama, M. Tanaka, and M. Yosoi, *Phys. Rev. C* **69**, 041304 (2004).
9. R. Kuramoto, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G. F. Lima, E. Benjamim, and P. N. de Faria, *Braz. J. Phys. A* **34**, 933 (2004).
10. O. Povozornyk, O. K. Gorpinich, O. O. Jachmenjov, H. V. Mokhnach, O. Ponkratenko, G. Mandaglio, F. Curciarello, V. De Leo, G. Fazio, and G. Giardina, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, 094204 (2011).
11. М. В. Мордовской, А. А. Каспаров, А. А. Афонин, Ю. М. Бурмистров, В. П. Заварзина, В. В. Мишук, С. И. Поташев, И. В. Суркова, *Тр. 73-й Международной конференции по ядерной физике “ЯДРО-2023: фундаментальные вопросы и приложения”, Саров, 2023*, с. 126.
12. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, *Изв. РАН. Сер. физ.* **81**, 753 (2017) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **81**, 679 (2017)].
13. М. В. Мордовской, И. В. Суркова, *Изв. РАН. Сер. физ.* **86**, 583 (2022) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **86**, 484 (2022)].

**DETERMINATION OF EXCITATION ENERGY SPECTRUM OF ${}^6\text{Li}$
IN THE $n + {}^6\text{Li}$ REACTION**

© 2025 M. V. Mordovskoy¹⁾, A. A. Kasparov¹⁾, A. A. Afonin¹⁾, A. I. Drachev¹⁾,
Yu. M. Burmistrov¹⁾, V. V. Mitsuk¹⁾, V. N. Ponomarev¹⁾, S. I. Potashev^{1),2)}

¹⁾ *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾ *P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

An experiment on the study of the ${}^3\text{He} + t$ cluster structure of the ${}^6\text{Li}$ nucleus in the reaction ${}^6\text{Li}(n; {}^3\text{He} n)t$ was carried out on the RADEX neutron channel of the INR RAS at a neutron energy of 40–60 MeV. The excitation energy spectrum of ${}^6\text{Li}$ was obtained in the range $E_x = 16\text{--}50$ MeV. At the excitation energy $E_x = 16.6$ MeV a resonance with $\Gamma = 0.7$ MeV was detected, and in the range $E_x = 30\text{--}50$ MeV two broad resonances $E_x = 35.9$ MeV with $\Gamma = 8.4$ MeV and $E_x = 43.1$ MeV with $\Gamma = 5.4$ MeV were detected. All levels are observed for the first time.