

ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛОГО ИЗОТОПА ГЕЛИЯ ${}^6\text{He}$ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ ПИОНОВ ЯДРАМИ

© 2020 г. Ю. Б. Гуров¹⁾, С. В. Лапушкин¹⁾, Т. И. Леонова¹⁾,
М. В. Телькушев¹⁾, Б. А. Чернышев^{1)*}, В. Г. Сандуковский¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Представлен обзор экспериментальных результатов по структуре уровней тяжелого изотопа гелия ${}^6\text{He}$, полученных в реакциях поглощения остановившихся пионов легкими ядрами ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$. Измерения были выполнены на пионном канале низких энергий ускорителя LANL с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра. Была достигнута высокая статистическая обеспеченность результатов в широком диапазоне энергий возбуждений вплоть до 40 МэВ. Несколько высоковозбужденных состояний были впервые обнаружены, включая кластерные резонансы $t + t$.

DOI: 10.31857/S0044002720030113

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследование свойств тяжелых изотопов гелия ${}^{5-10}\text{He}$ находится в центре экспериментальной активности. Характеристики этих экзотических ядер дают возможность распространить наши знания о ядерной материи на область аномально высокого отношения числа нейтронов к числу протонов ($N/Z \gg 1$). Относительно небольшое число нуклонов в изотопах гелия позволяет использовать микроскопические модели для описания их свойств и, как следствие, тестировать ядерные модели и нуклон-нуклонные потенциалы.

Основное состояние ${}^6\text{He}$ ($J^\pi = 0^+$) является стабильным с энергией отделения двух нейтронов $S_{2n} = 0.973$ МэВ [1]. ${}^6\text{He}_{g.s.}$ является легчайшим из нейтронно-избыточных ядер, обладающим нейтронным гало. Надежно установлено существование узкого первого возбужденного состояния ${}^6\text{He}$ ($J^\pi = 2^+$) с энергией $E_x = 1.797(25)$ МэВ и шириной $\Gamma = 113(20)$ кэВ, распадающегося на $\alpha + 2n$ [1]. Экспериментальная информация о возбужденных состояниях с большей энергией является менее определенной. Состояния ${}^6\text{He}$ в области $E_x = 2-10$ МэВ были найдены в нескольких работах ([2, 3], результаты более ранних работ представлены в компиляции [1]). Однако результаты этих работ не согласуются между собой. В большинстве работ в этой области возбуждений наблюдается только один уровень и только в [3] было найдено

два уровня с параметрами $E_x = 2.6(3)$ МэВ, $\Gamma = 1.6(4)$ МэВ и $E_x = 5.3(3)$ МэВ, $\Gamma = 2(1)$ МэВ. Авторы работ [1–3] дают различные интерпретации наблюдаемым структурам, что может указывать на существование нескольких резонансов в этой области энергий возбуждения.

При высоких возбуждениях ${}^6\text{He}$ можно выделить три группы состояний. Вблизи порога распада ${}^6\text{He}^* \rightarrow t + t$ (12.3 МэВ) несколько состояний наблюдались в работах [1, 2, 4, 5]. Вторая группа широких ($\Gamma \geq 4$ МэВ) состояний обнаружена при $E_x \approx 24$ МэВ [1, 2, 6]. Третья группа лежит выше порога распада ${}^6\text{He}^*$ на свободные нуклоны. Указания на два относительно узких состояния ($\Gamma \leq 2$ МэВ) при $E_x = 32$ и 36 МэВ были получены в реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^3\text{He}({}^6\text{He})[7]$.

Анализ результатов теоретических работ (см. ссылки в обзорах [6, 8]) показывает, что в области энергий возбуждения ниже порога распада ${}^6\text{He}$ на два тритона ($E_x \leq 12.3$ МэВ) могут лежать 1^+ - и вторые 2^+ -, 0^+ -состояния. Только существование второго 2^+ -состояния предсказывается во всех работах. Энергия возбуждения этого уровня в большинстве работ лежит в области $E_x \sim 4$ МэВ. Результаты вычисления резонансных параметров других уровней сильно расходятся. Теоретические расчеты спектра более высоких возбуждений ${}^6\text{He}$ практически отсутствуют. Можно отметить только работу [9], в которой произведен расчет сечения фотообразования положительных пионов ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$. Авторы предсказывают, что

¹⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: chernyshev@mephi.ru

образующиеся резонансные состояния ${}^6\text{He}$ концентрируются в трех областях спектра вблизи $E_x = 10, 14$ и 21 МэВ.

Таким образом, экспериментальная и теоретическая информация о структуре уровней ${}^6\text{He}$ является весьма разрозненной и противоречивой. В такой ситуации необходимы экспериментальные данные, позволяющие разрешить имеющиеся противоречия. Реакция поглощения остановившихся π^- -мезонов позволяет эффективно исследовать структуру уровней легких нейтронно-избыточных ядер [10, 11]. В настоящей работе представлен обзор результатов, полученных в реакциях поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами: ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$, ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$, ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$, ${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$, ${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$ и ${}^{12}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$. Часть этих результатов представлена впервые.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был выполнен на пионном канале низких энергий ускорителя LAMPN с помощью двухплечевого полупроводникового спектрометра [12]. Пионный пучок с энергией 30 МэВ тормозился бериллиевым замедлителем и останавливался в тонкой мишени. Мишень располагалась под углом 22.5° к пучку и представляла собой пластинку исследуемого материала толщиной 24 мг см^{-2} и диаметром 26 мм. В эксперименте использовались пять мишеней: ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, ${}^{12,14}\text{C}$. Мишени ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$ были изотопно-чистые. В мишени ${}^{10}\text{B}$ вклад примеси ${}^{11}\text{B}$ составил 15%, в мишени ${}^{11}\text{B}$ примеси ${}^{12}\text{C}$ — 8%. Вклад неконтролируемых примесей во всех мишенях не превышал 1%. Этот набор мишеней позволил точно оценить вклад примесей в измеренные спектры. Скорость остановок пионов в мишенях $\sim 6 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Заряженные частицы (однозарядные изотопы водорода p , d , t и двухзарядные изотопы гелия ${}^3,4\text{He}$), испущенные в результате поглощения пионов, регистрировались двумя полупроводниковыми телескопами, расположенными под углом 180° относительно друг друга. Энергетическое разрешение (FWHM) для однозарядных частиц было лучше 0.5 МэВ, для двухзарядных частиц составило 2 МэВ. Погрешность абсолютной калибровки энергетической шкалы в инклюзивных измерениях не превышала 100 кэВ. В корреляционных измерениях разрешение (FWHM) по недостающей массе (MM) при регистрации пар однозарядных частиц составило 1 МэВ, при регистрации пар однозарядной и двухзарядной частиц — 3 МэВ. Погрешность абсолютной калибровки шкалы MM не превышала 100 кэВ при регистрации пар однозарядных частиц

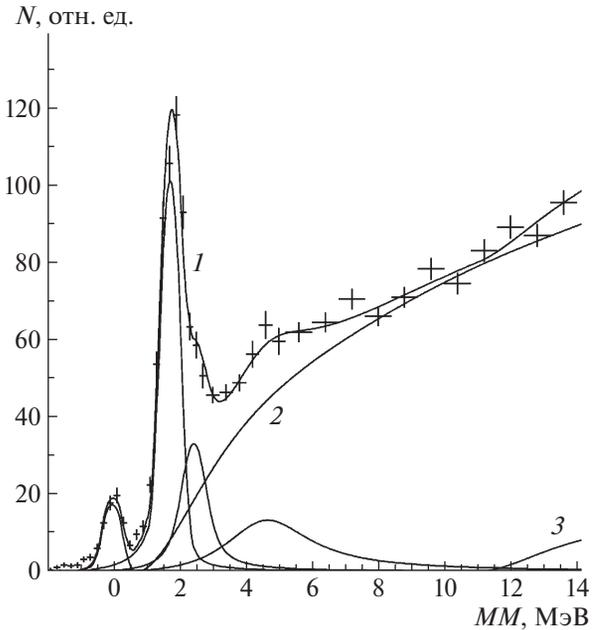


Рис. 1. ММ-спектр в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$. Точки с погрешностями — экспериментальные данные. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow t + {}^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow t + t + t$; сплошные — приборная линия для основного состояния ${}^6\text{He}$ и распределения Брейт-Вигнера для возбужденных состояний.

и 200 кэВ при регистрации пар однозарядной и двухзарядной частиц.

Спектрометр и экспериментальная методика более детально описаны в наших работах [10–12].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В инклюзивных измерениях поиск состояний ${}^6\text{He}$ проводился в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$. Спектр

Таблица 1. Параметры возбужденных уровней ${}^6\text{He}$ в диапазоне $1.8 < E_x < 12.3$ МэВ

E_x , МэВ	Γ , МэВ	Реакция	Литература
2.5(2)	0.5(2)	${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$	
2.6(3)	1.6(4)		[3]
3.5(3)	~ 1	${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$	
3.6(3)	~ 1	${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
3.8(3)	~ 4	${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$	
4(1)	4(1)		[13]
4.8(2)	2.9(2)	${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$	
5.5(3) ^a	$\sim 3^a$		[2, 3]
5.6(3)	12.1(1.1)		[1]
8.5(5)	1.5(5)	${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
≈ 9.1	≈ 2.5	${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$	
9.7(2)	~ 3		[2]
≈ 12	~ 2	${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$	

^a Средневзвешенное значение.

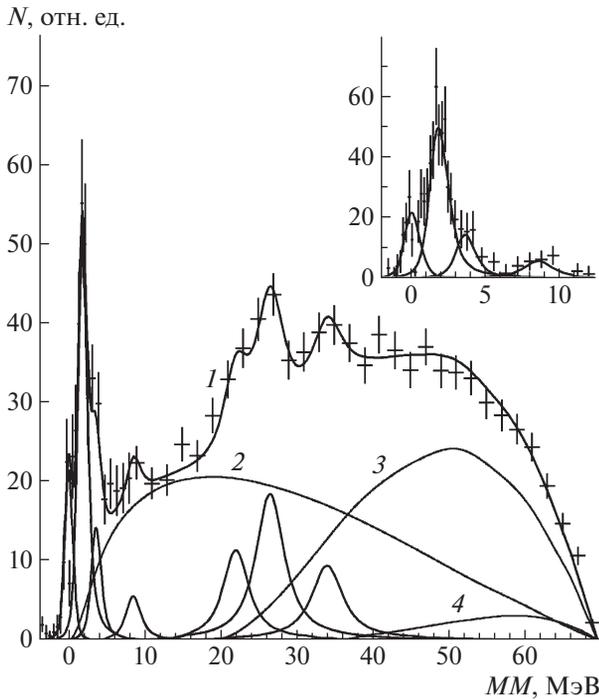


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow p + t + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow p + t + d + t + n$; 4 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow p + t + d + d + n + n$. На врезке показан спектр за вычетом суммарного распределения по фазовым объемам.

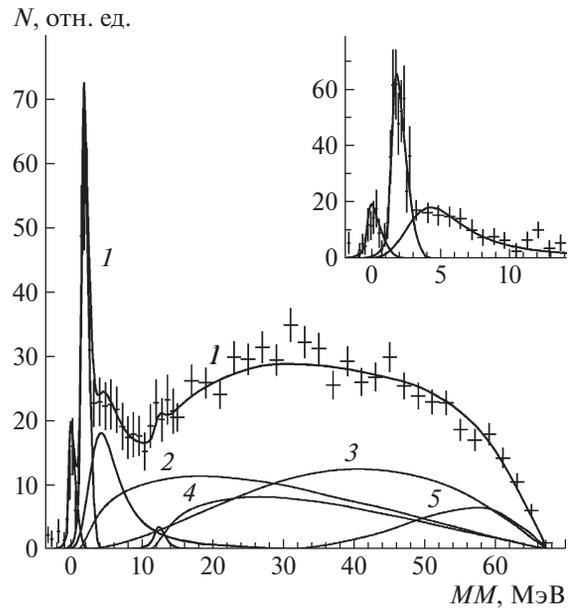


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + ^4\text{He} + n + n$; 4 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + t + t$; 5 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + d + d + n + n$.

недостающих масс, измеренный в этой реакции, представлен на рис. 1. За начало отсчета принята масса основного состояния ^6He .

На рис. 1 ясно выделяются структуры, обусловленные основным и возбужденными состояниями ^6He . С целью определения параметров состояний использовался метод наименьших квадратов. Экспериментальный спектр описывался суммой Брейт-Вигнеровских распределений для возбужденных состояний и N -частичных распределений по фазовым объемам ($N \geq 3$). При описании учитывалось энергетическое разрешение измерений. В частности, это разрешение определяет наблюдаемую ширину нуклонно-стабильного основного состояния ^6He .

Статистически значимое описание экспериментального спектра достигается при учете четырех состояний ^6He : основного, первого возбужденного ($E_x = 1.797(25)$ МэВ) и двух возбужденных состояний, параметры которых представлены в табл. 1. Заметим, что вклад в описание фазового объема $\pi^- + ^9\text{Be} \rightarrow t + ^4\text{He} + n + n$ пренебрежимо мал, что указывает на корреляцию нейтронов в конечном состоянии.

Результаты корреляционных измерений на изотопах бора $^{10,11}\text{B}$ представлены на рис. 2–4. Опи-

сание спектров проводилось аналогично описанию спектра на Ве, при этом рассматривались N -частичные распределения по фазовым объемам с $N \geq 4$. Параметры полученных при описании спек-

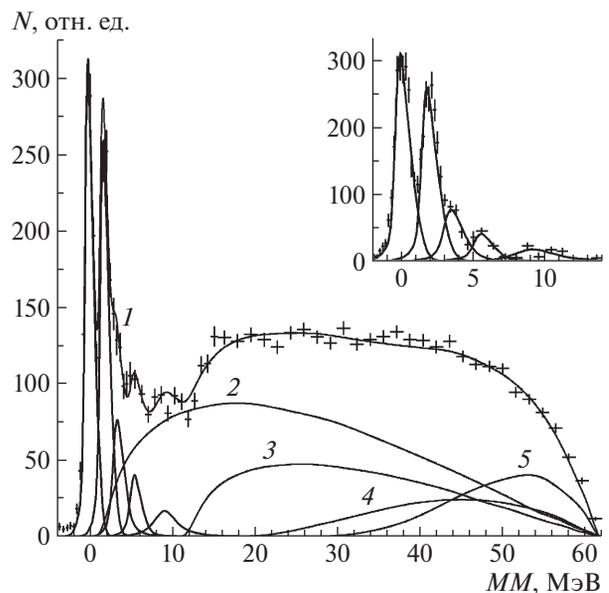


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + t + t + t$; 4 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + d + t + n$; 5 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + d + d + n + n$.

тров состояний представлены в табл. 1 и 2 (высокие возбуждения). Наибольшее число состояний наблюдается в реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$. Отметим, что в этой реакции изоспин конечного состояния может принимать два значения $I = 1, 2$, в отличие от реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$, для которой $I = 1$.

Результаты измерения на изотопе ^{12}C представлены на рис. 5 и 6.

Вследствие низкого разрешения и ограниченной статистической обеспеченности данных в этих измерениях наблюдалось только основное состояние ^6He и в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$ первое возбужденное состояние с параметрами $E_x = 1.6(2)$ МэВ и $\Gamma \approx 0.5$ МэВ.

В нашей работе [14] был развит новый метод поиска высоковозбужденных состояний ^6He , представляющих собой тритон-тритонные резонансы. Метод основан на корреляционных измерениях двух тритонов из реакции $\pi^- + ^9\text{Be} \rightarrow t_1 + ^6\text{He}^* \rightarrow t_1 + (t_2, t_3)$, позволяющих выделить события с образованием трех тритонов в конечном состоянии, используя метод недостающих масс. Вследствие большой величины энергии отделения нейтрона от тритона ($S_n \approx 7$ МэВ) в таких событиях отсутствует фон от многочастичных конечных состояний.

Основываясь на феноменологическом анализе экспериментальных данных по поглощению пионов легкими ядрами [10], можно предположить, что основной вклад в реакцию $^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$ дают три механизма:

— квазисвободное поглощение на внутриядерном кластере ^6Li ($^6\text{Li} + \pi^- \rightarrow t + t$), при этом оставшийся тритон (“спектатор”) не принимает непосредственного участия в реакции и его энергия в конечном состоянии определяется внутриядерным ферми-движением. При этом тритоны-“спектаторы” не регистрируются спектрометром из-за их низкой энергии;

— некогерентные вторичные взаимодействия, описываемые распределением по фазовому объему;

— наконец, взаимодействие конечных частиц, когда два тритона образуют резонансное состояние.

На рис. 7 представлен спектр MM к одному из зарегистрированных тритонов из реакции $^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$. Отчетливо проявляется резонансная структура спектра, обусловленная двухчастичными каналами реакции с образованием возбужденных состояний ^6He , лежащими выше порога распада $^6\text{He}^*$ на два тритона.

Необходимо отметить следующую особенность представленного спектра. В реакции $\pi^- + ^9\text{Be} \rightarrow t + ^6\text{He}^* \rightarrow t_1 + (t_2 t_3)$ спектрометр регистрирует как тритоны t_1 , сопровождающие образование

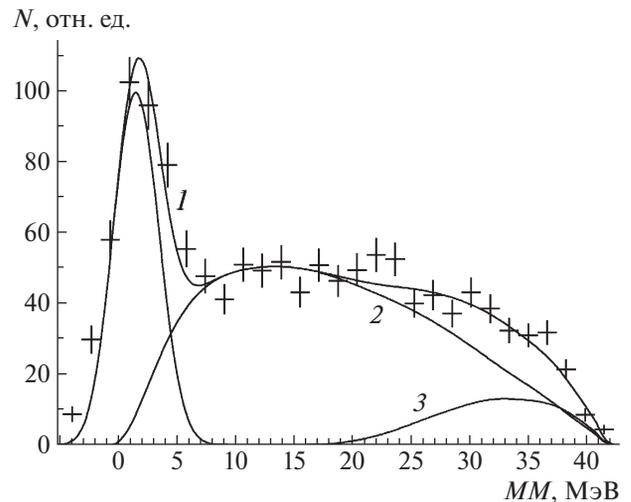


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow d + ^4\text{He} + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow d + ^4\text{He} + d + t + n$; сплошная — приборная линия для основного состояния.

$^6\text{He}^*$, так и тритоны t_2, t_3 от распада исследуемых состояний. В случае, если резонанс находится в области $E_x < 39$ МэВ, то энергия распадных тритонов будет ниже энергии тритонов t_1 . В настоящей

Таблица 2. Параметры высоковозбужденных уровней ^6He ($E_x > 12.3$ МэВ)

E_x , МэВ	Γ , МэВ	Реакция	Литература
14.0(4)	0.7(3)		[5]
14.6(7)	7.4(1.0)		[1]
15.1(5)	~ 7		[2]
15.5(5)	4(2)		[1]
15.6(3)	1.3(8)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
16.1(4)	0.8(4)		[5]
18.3(2)	1.1(3)		[5]
20.6(1)	2.9(1.5)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
≈ 22	≈ 3.5	$^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
$\approx 24^a$	$\approx 10^a$		[1, 2]
24.4(9)	2.0(8)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
≈ 26	≈ 4	$^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
31.0(7)	4.0(9)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
32.0	≤ 2		[7]
≈ 34.0	≈ 4.5	$^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
35.7	≤ 2		[7]

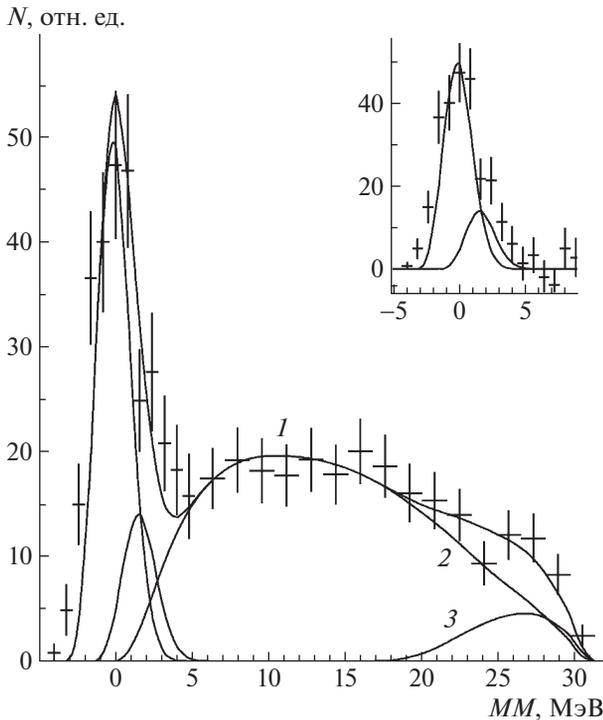


Рис. 6. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow t + ^3\text{He} + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow t + ^3\text{He} + d + t + n$. На врезке показан спектр за вычтем суммарного распределения по фазовым объемам.

работе описание спектра реакции $^9\text{Be}(\pi^-, tt)X$ происходит в предположении, что возбужденные состояния ^6He лежат в области $E_x < 39$ МэВ. В таком случае структуры в спектре, обусловленные распадными тритонами, расположены при больших значениях MM ($E_x > 39$ МэВ) и вследствие кинематических причин оказываются существенно более широкими по сравнению с пиками, обусловленными тритонами t_1 . Рисунок 7 отчетливо демонстрирует корреляции в энергиях этих частиц.

По сравнению с [14], в настоящей работе изменен нижний порог регистрации тритонов, что позволило обнаружить еще одно состояние ^6He . Параметры четырех высоковозбужденных состояний, образующихся в реакции $^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$, представлены в табл. 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Совокупность исследованных возбужденных состояний ^6He можно разбить на три области: низколежащие состояния ($E_x < 6$ МэВ), состояния с промежуточной энергией возбуждения

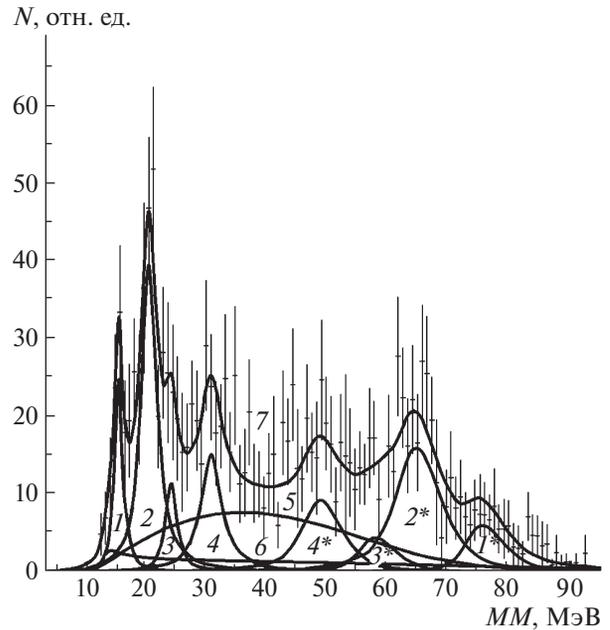


Рис. 7. Спектр MM из реакции $^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$. Точки с погрешностями — экспериментальные данные. Кривые: 1–4 — резонансные состояния ^6He ; 1*–4* — их отражения в распадных тритонах; 5 — распределение по фазовому объему; 6 — спектр от квазисвободного поглощения π^- -мезона на внутриядерном кластере ^6Li ; 7 — полное описание.

($8 < E_x < 12$ МэВ) и высоковозбужденные состояния, лежащие выше порога распада $^6\text{He} \rightarrow t + t$ ($E_x > 12$ МэВ).

В области низких энергий возбуждения во всех реакциях (за исключением $^{12}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$) наблюдается первое возбужденное состояние ^6He с $E_x = 1.8$ МэВ. При более высоких энергиях возбуждения наблюдается расхождение в данных, полученных в инклюзивных измерениях на ^9Be и корреляционных измерениях на изотопах бора $^{10,11}\text{B}$ (см. табл. 1). В спектрах MM всех трех каналов $^{11}\text{B}(\pi^-, dt)^6\text{He}$, $^{10}\text{B}(\pi^-, pt)^6\text{He}$ и $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)^6\text{He}$ проявляется структура при $E_x \approx 4$ МэВ. Средневзвешенное значение энергии возбуждения наблюдаемого уровня для трех каналов реакции составляет $E_x = 3.5(3)$ МэВ. В то же время вопрос о ширине этого состояния остается открытым. В реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)^6\text{He}$ ширина $\Gamma \sim 4$ МэВ значительно превышает ширины, наблюдаемые в двух других реакциях (~ 1 МэВ). Это различие может быть связано с существованием еще одного состояния, которое не удалось выделить вследствие недостаточного статистического обеспечения результатов. Положение наблюдаемого резонанса совпадает в пределах погрешности с резонансом при $E_x = 4(1)$ МэВ, $\Gamma = 4(1)$ МэВ, обнаруженным в [13] в реакции $^6\text{Li}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^6\text{He}$ при энергии

455 МэВ. Отметим, что в других экспериментах [1, 6] это состояние не наблюдалось.

В реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$ в низкоэнергетической области обнаружено два состояния ($E_x = 2.5(2)$ МэВ, $\Gamma = 0.5(2)$ МэВ и $E_x = 4.8(2)$ МэВ, $\Gamma = 2.9(2)$ МэВ). Эти результаты близки (см. табл. 1) к данным, полученным в [3] при исследовании реакции $p({}^8\text{He}, t)X$ при энергии 15.4 А МэВ. Анализируя расхождения результатов, полученных на ${}^9\text{Be}$ и изотопах бора, следует отметить различие в механизмах двух- и трехчастичных реакций поглощения остановившихся пионов. В трехчастичных каналах основной вклад вносят квазисвободные процессы, в которых поглощение происходит на внутриядерном кластере, а остаточное ядро не принимает непосредственного участия в столкновении и, как следствие, имеет небольшую величину импульса (100–200 МэВ/с) в конечном состоянии. Это благоприятствует образованию слабосвязанных состояний. В двухчастичных каналах реакции образующиеся ядра обладают достаточно большим импульсом (500–700 МэВ/с), что приводит к подавлению образования ядерных состояний со слабой связью. В таком случае можно предположить, что различие в наблюдаемых состояниях на бериллии и изотопах бора обусловлено селективностью исследуемых реакций и в области энергий возбуждения $2 < E_x < 6$ МэВ существуют три состояния. Это предположение согласуется с теоретическими моделями, предсказывающими существование в этой области возбуждений трех состояний с $J^P = 0^+, 1^+ \text{ и } 2^+$ [6, 8].

В области промежуточных возбуждений ($8 < E_x < 12$ МэВ) в реакциях ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$ и ${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$ наблюдается уровень с усредненными параметрами $E_x \approx 8.8$ МэВ и $\Gamma \approx 2$ МэВ. Эти параметры наиболее близки к результатам ($E_x \approx 8.8$ МэВ и $\Gamma \approx 2$ МэВ), полученным в реакции перезарядки ${}^6\text{Li}(d, {}^2\text{He}){}^6\text{He}$ при промежуточных энергиях. В реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$ уровень с $E_x \approx 12$ МэВ слабо статистически обеспечен, и поэтому этот результат может рассматриваться только в качестве указания на его существование.

В области высоких возбуждений ($E_x > 12.3$ МэВ) достаточно большое количество состояний наблюдаются в нескольких экспериментах [1, 2, 5, 7]. В наших измерениях эти высоковозбужденные состояния наблюдались в двух реакциях ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ и ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$.

В области $14 < E_x < 16.1$ МэВ наблюдаются как узкие ($\Gamma \sim 1$ МэВ), так и широкие ($\Gamma \sim 7$ МэВ) состояния, что указывает на разную природу их образования. В [15] было высказано предположение, что широкие состояния связаны с возбуждением

гигантского дипольного резонанса. В наших измерениях узкое состояние с $E_x = 15.6(3)$ МэВ и $\Gamma = 1.3(8)$ МэВ наблюдается в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$, что позволяет связать его с тритон-тритонным резонансом.

Наблюдаемые в области $E_x \approx 21$ МэВ два состояния в реакциях ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ и ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$, возможно, представляют одно состояние, так как их параметры (см. табл. 2) в пределах погрешностей совпадают. Также близки параметры двух состояний вблизи $E_x \approx 25$ МэВ (табл. 2). Однако в этом случае нельзя исключить возможность, что эти состояния имеют разную природу. Наблюдаемые в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ состояния ${}^6\text{He}$ могут обладать только единственным значением изоспина $I = 1$. В то же время в реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$ конечное состояние может иметь два значения $I = 1, 2$. Состояние с $I = 2$ является изобар-аналогом сверхтяжелого изотопа водорода ${}^6\text{H}$. Энергии возбуждения $E_x \approx 26$ МэВ соответствует резонансная энергия $E_r({}^6\text{H}) \approx 4.5$ МэВ [1]. Эта величина достаточно близка к значению $E_r({}^6\text{H}) \approx 6.6(7)$ МэВ, полученному в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd){}^6\text{H}$ [10].

Наши измерения подтверждают существование состояний ${}^6\text{He}$, лежащих выше порога распада на свободные нуклоны (29.3 МэВ), впервые наблюдаемые в работе [7]. Однако наблюдение этих состояний в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ может указывать на то, что эти состояния имеют коллективную природу, связанную с кластерными степенями свободы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен обзор результатов по спектроскопии тяжелого изотопа гелия ${}^6\text{He}$, полученного в реакции поглощения остановившихся пионов легкими ядрами. В области низких энергий возбуждения доказано существование нескольких уровней ${}^6\text{He}$, количество которых предсказано рядом теоретических моделей. В области высоких энергий возбуждения, лежащих выше порога распада ${}^6\text{He}$ на два тритона, наблюдается целый ряд уровней, часть из которых является тритон-тритонными резонансами. Определен возможный кандидат на изобар-аналоговое состояние сверхтяжелого изотопа водорода ${}^6\text{H}$. Наши измерения подтвердили существование состояний ${}^6\text{He}$, лежащих выше порога распада на свободные нуклоны.

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования, грант № 3.4911.2017/6.7 и программой повышения конкурентоспособности Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” (соглашение с Министерством науки и высшего образования от 27 августа 2013 г., проект № 02.а03.21.0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu, and H. R. Weller, *Nucl. Phys. A* **708**, 3 (2002).
2. D. Frekers, *Nucl. Phys. A* **731**, 76 (2004).
3. X. Mougeot, V. Lapoux, W. Mittag, N. Alamanos, F. Auger, B. Avez, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, R. Dayras, A. Drouart, C. Force, L. Gaudefroy, A. Gillibert, J. Guillot, H. Iwasaki, T. Al Kalanee, N. Keeley, *et al.*, *Phys. Lett. B* **718**, 441 (2012).
4. H. Akimune, T. Yamagata, S. Nakayama, Y. Arimoto, M. Fujiwara, K. Fushimi, K. Hara, M. Ohta, A. Shiokawa, M. Tanaka, H. Utsunomiya, K. Y. Hara, H. P. Yoshida, and M. Yosoi, *Phys. Rev. C* **67**, 051302(R) (2003).
5. O. M. Povoznyk, O. K. Gorpnich, O. O. Jachmenjov, H. V. Mokhnach, O. Ponkratenko, G. Mandaglio, F. Curciarello, V. De Leo, G. Fazio, and G. Giardina, *Phys. Rev. C* **85**, 064330 (2012).
6. Ю. Э. Пенионжкевич, Р. Г. Калпакчиева, *Легкие ядра у границы нейтронной стабильности* (ОИЯИ, Дубна, 2016).
7. R. Franke, K. Kochskämper, B. Steinheuer, K. Wingenner, W. Von Witsch, and H. Machner, *Nucl. Phys. A* **433**, 351 (1985).
8. D. I. Tanihata, H. Savajols, and R. Kanungo, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **68**, 215 (2013).
9. R. A. Eramzhyan, T. D. Kaipov, and S. S. Kamalov, *Z. Phys. A* **322**, 321 (1985).
10. Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, В. Г. Сандуковский, Б. А. Чернышев, ЭЧАЯ **40**, 1063 (2009) [*Phys. Part. Nucl.* **40**, 558 (2009)].
11. Ю. Б. Гуров, Л. Ю. Короткова, С. В. Лапушкин, Р. В. Притула, В. Г. Сандуковский, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев, Т. Д. Шуренкова, ЯФ **79**, 338 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 525 (2016)].
12. M. G. Gornov, Yu. B. Gurov, P. V. Morokhov, S. V. Lapushkin, V. A. Pechkurov, B. A. Chernyshev, V. G. Sandukovsky, and E. A. Pasyuk, *Nucl. Instrum. Methods A* **446**, 461 (2000).
13. S. Nakayama, T. Yamagata, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Fushimi, T. Inomata, H. Kohri, N. Koori, K. Takahisa, A. Tamii, M. Tanaka, and H. Toyokawa, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 262 (2000).
14. Ю. Б. Гуров, В. С. Карпухин, С. В. Лапушкин, И. В. Лаухин, В. А. Печкуров, Н. О. Порошин, В. Г. Сандуковский, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев, Письма в ЖЭТФ **84**, 3 (2006) [*JETP Lett.* **84**, 1 (2006)].
15. F. Brady, G. A. Needham, J. L. Romero, C. M. Castaneda, T. D. Ford, J. L. Ullmann, and M. L. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1320 (1983).

FORMATION OF HEAVY HELIUM ISOTOPE ${}^6\text{He}$ IN STOPPED PION ABSORPTION BY NUCLEI

Yu. B. Gurov¹⁾, S. V. Lapushkin¹⁾, T. I. Leonova¹⁾, M. V. Tel'kushev¹⁾,
B. A. Chernyshev¹⁾, V. G. Sandukovsky¹⁾

¹⁾*National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia*

An overview of experimental results on the level structure of heavy helium isotope, ${}^6\text{He}$, obtained in the reactions of the stopped pion absorption by light nuclei ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, and ${}^{12}\text{C}$ is presented. The measurements were performed at the low energy pion channel of accelerator LANL, using a two-layered semiconductor spectrometer. High statistics of results was achieved in a wide range of excitation energies, up to 40 MeV. Several highly excited states were first observed, including $t + t$ cluster resonances.