

КВАНТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li

С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, Л.М.Лазарев

Российский федеральный ядерный центр

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Арзамас-16

Дан обзор экспериментальных результатов по исследованию свойств низколежащих состояний ядра ^{10}Li , а также теоретических методов расчета уровней легких ядер. Методом теории пороговых явлений проанализированы два нижайших состояния ядра ^{10}Be с $T=2$ вблизи порога реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T=3/2$), являющихся аналогами основного и первого возбужденного состояния ядра ^{10}Li . Определены дефекты масс этих состояний ^{10}Li , энергии распада $^{10}\text{Li} \rightarrow n + ^9\text{Li}$, спины и четности $2^-/1^-$, структура и конфигурация $v2s1/2$, оценены полные ширины. Полученные результаты сравниваются с соответствующими экспериментальными и теоретическими данными других работ. Проведенный анализ позволяет разрешить противоречия в имеющихся экспериментальных данных посредством правильной их интерпретации. Обсуждаются свойства ядер изобарического мультиплета $A=10$. Изучена систематика ядер с $N=7$ ($Z=0+6$). По систематике прогнозируются спины и четности нижайших состояний ядер ^9He , ^8H , 7n с нормальной и аномальной четностями. Предлагаются также новые эксперименты по углубленному исследованию свойств ядра ^{10}Li .

It is a review of experimental results for researches of features of low-lying states for ^{10}Li nucleus in the present work. There is a discussion of theoretical methods for calculation of light nuclei levels, too. The method of threshold phenomena theory was used for analysis of two lower states for ^{10}Be nucleus with $T=2$ near threshold of $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($T=3/2$) which are analogies for the ground and the first excitation states of ^{10}Li nucleus. The results of the analysis are mass excess for ^{10}Li nucleus, decay energy for $^{10}\text{Li} \rightarrow n + ^9\text{Li}$ process, spins and parities for these states $J^\pi=2^-$ and 1^- , their configuration $v2s1/2$, estimation of total widths. These results were compared with available experimental and theoretical data from other works. This analysis permits one to settle contradictions in experimental data interpretation. There were discussed features of $A=10$ isobaric multiple nuclei. On the basis of systematics for nuclei with neutron number $N=7$ it was made prognosis for spins and parities of the lowest states for ^9He , ^8H , 7n and nuclei with normal and nonnormal parities. In the review new experiments were proposed for extended research of ^{10}Li nucleus features.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия интенсивно изучаются легкие экзотические ядра с $N/Z > 1$. Необычность этих ядер начинается с $N/Z \approx 2$, когда обнаруживается отклонение от оболочечно-модельной схемы заселения уровней, например, в ядре ^{11}Be . В ядрах с $N/Z \approx 3$ (^8He , ^{11}Li) наблюдается нейтронное «гало» и связанный с ним аномально большой радиус. В области $N/Z \approx 2,5$ (ядро ^{10}Li) структура ядра представляет собой остов ($A-1$) в основном состоянии плюс слабосвязанный экстранейтрон. Это неполное перечисление ранее неизвестных свойств ядер говорит о том, что ядерная физика приступила к исследованию области ядер с новыми свойствами. Начало можно отнести к публикации работы [1] в 1966 г. по фрагментации ядра урана протонами с энергией 5,3 ГэВ, в результате которой регистрировались ядра изотопов легких элементов. В частности, в спектре этих ядер пик ядра ^{10}Li не был обнаружен, из чего был сделан вывод о нестабильности ^{10}Li относительно испускания нуклонов или нуклонных ассоциаций. Дальнейшие исследования подтвердили этот вывод. В настоящее время нейтронную нестабильность ядра ^{10}Li можно считать установленной.

В 1969 г. Барнес на конференции по ядерному изоспину [2] привел результаты измерения функции возбуждения реакции $^7\text{Li}(^3\text{He}, p)^9\text{Be}$ вблизи нейтронного порога $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,66$, $J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$). Предполагаемый уровень составного ядра вблизи нейтронного порога должен иметь большую приведенную нейтронную ширину распада и изоспин $T = 2$, отвечающий структуре ядра ^{10}B в виде кора $^9\text{B}^*$ ($T = 3/2$) и нейтрона на внешней орбите. Это состояние ядра ^{10}B является аналогом состояния ядра ^{10}Be со структурой $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$) и состояния ядра ^{10}Li со структурой $n + ^9\text{Li}$ ($J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$). Кор должен быть в основном состоянии, поскольку обсуждаемый уровень ^{10}B является нижайшим из уровней с $T = 2$. Вскоре появились работы, в которых измерены функции возбуждения реакций $T(^7\text{Li}, p)^9\text{Li}$ [3] и $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ [4,5] вблизи нейтронного порога $n + ^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $T = 3/2$), и обнаружен уровень составного ядра ^{10}Be ($T = 2$), являющийся аналогом основного состояния ядра ^{10}Li . В работе [5] определен орбитальный момент пороговых нейтронов $l = 0$. Этот результат оказался неожиданным, так как приводит к отрицательной четности аналогового состояния ^{10}Be ($T = 2$) и основного состояния ^{10}Li . Согласно расчетам на основе модели оболочек

[6] эти состояния должны иметь положительную четность. По энергии аналогового состояния определен дефект массы ядра ^{10}Li , равный 33 МэВ [7].

Однако в 1975 г. в экспериментальной работе [8] в реакции $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ получен дефект массы ядра ^{10}Li , равный $(33,83 \pm 0,25)$ МэВ и установлена положительная четность. Противоречивость данных [4,5] и [8] привела к дискуссии по конфигурации основного состояния ядра ^{10}Li [9] и стимулированию оболочечно-модельных расчетов уровней легких ядер, далеких от стабильности [10]. В работе [9] на основе оболочечно-модельных расчетов [11] было высказано предположение о наблюдении [8] ядра ^{10}Li в нижайшем возбужденном состоянии с нормальной (положительной) четностью. Основное состояние ^{10}Li , по-видимому, имеет конфигурацию $1s^4 1p^5 2s$ и расположено на 0,8 МэВ ниже наблюдаемого в работе [8].

Более поздние экспериментальные работы были направлены на уточнение значений дефекта массы ядра ^{10}Li , спина и четности его основного и возбужденных состояний. В работе [12] были подтверждены результаты [4,5]. В работах [13—15] авторы не решились сделать определенные выводы относительно основного состояния ^{10}Li из-за недостаточной статистики. И, наконец, в работе [16], где изучалось ядро ^{10}Li в двух различных реакциях: $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ и $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$, утверждается, что ядро ^{10}Li частично нестабильно, и имеет уровни над нейтронным порогом с энергиями 0,42 и 0,8 МэВ, которые с наибольшей вероятностью идентифицируются как дублет $1^+/2^+$ с конфигурацией $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$ при этом состояние 1^+ является основным. Последнее утверждение противоречит существующим экспериментальным данным, а также теоретическому анализу [17,18] функции возбуждения реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ [4,5].

Чтобы разобраться в сложившейся запутанной ситуации, требуется единый подход к экспериментальным данным и ключ для понимания. В наших руках оказалась безмодельная теория пороговых явлений, позволившая с единых позиций посмотреть на существующие данные по ядру ^{10}Li , а также прецизионные экспериментальные данные по двум нижайшим уровням ядра ^{10}Be с изоспином $T = 2$, являющимся аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li , с помощью которых был найден подход к раскрытию свойств уровней ^{10}Li . Имея необходимые средства, мы решили проанализировать накопленный материал по свойствам основного и возбужденных состояний ядра ^{10}Li и убедиться в непротиворечивости экспериментальных данных. В 1994 г. был проведен теоретический анализ экспериментальных данных [20], обладающих разрешением по энергии 20 кэВ, малой погрешностью ($< 0,5\%$) и незначительным разбросом точек. В отличие от предыдущего анализа [17,18] других экспериментальных данных для той же

реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ вблизи порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) было обнаружено два (а не один) узких уровня составного ядра ${}^{10}\text{Be}$. Ширины уровней меньше 100 кэВ, и они имеют отрицательные четности. Было установлено, что эти уровни имеют изоспин $T = 2$ и являются аналогами основного и первого возбужденного уровней ядра ${}^{10}\text{Li}$. Определены энергии и ширины этих уровней, а также оценены их нейтронные ширины. Полученные сведения позволили найти дефект массы ядра ${}^{10}\text{Li}$, совпадающий с данными [17,18], а также энергии и ширины основного и первого возбужденного состояний ${}^{10}\text{Li}$, установить их четность, структуру и оболочечную конфигурацию. Эти результаты в дальнейшем значительно облегчили анализ остальных экспериментальных данных.

Чтобы ввести читателя в курс дела, предварительно дается обзор экспериментальных данных (разд.1) и теоретических (разд.2) работ с подробным изложением полученных результатов по свойствам ядра ${}^{10}\text{Li}$. Затем излагается теоретический анализ уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$ с $T = 2$ (разд.3) и делается аналоговый прогноз свойств основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^{10}\text{Li}$. В разд.5 обсуждаются результаты по свойствам ядра ${}^{10}\text{Li}$, полученные в нашей и других работах. В разд.6 делаются некоторые выводы и предлагаются экспериментальные работы для дальнейшего уточнения характеристик ядра ${}^{10}\text{Li}$ и ядер мультиплета с $A = 10$.

1. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Результаты экспериментального исследования ядра ${}^{10}\text{Li}$ условно можно разделить на три группы: 1) данные по нуклонно-стабильным ядрам изобарического мультиплета $A = 10$; 2) прямое исследование ${}^{10}\text{Li}$ в реакциях с образованием этого ядра; 3) косвенные данные, и в первую очередь, по ядрам соседних мультиплетов с $A = 11$ и $A = 9$.

Наиболее полную и точную информацию в настоящее время поставляют данные первой группы. Им будет уделено основное внимание. Прямое исследование ${}^{10}\text{Li}$ методически слабо освоено, и результаты не могут интерпретироваться однозначно. Поэтому данные второй группы рассматриваются пока как вспомогательные. Сведения по другим ядрам с $A \neq 10$ привлекаются для построения некоторых логических схем, способствующих выяснению структуры ${}^{10}\text{Li}$ и пониманию его места среди соседних ядер, а также экстраполяции его свойств на другие ядра.

1) Данные по уровням с $T = 2$ ядер ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ представлены в работах [2,4,5]. В докладе [2] приводится рисунок из неопубликованной работы

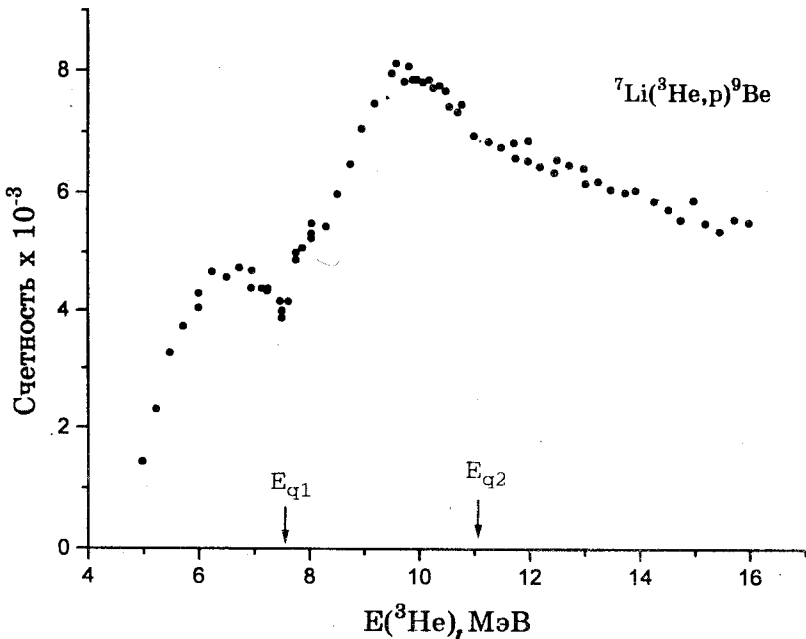


Рис.1. Данные по выходу 14,5 и 12 МэВ γ -лучей [2] при снятии возбуждения нижайших $T = 3/2$ состояний ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ как функции энергии налетающих ядер ${}^3\text{He}$ для реакций ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$) и ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}$ ($T = 3/2$). Две аномалии вблизи двух порогов E_{q1} и E_{q2} образования ${}^9\text{B}$ ($T = 3/2$) вызваны изоспиновой связью между двумя аналоговыми каналами

(Adelberger, Snover. Stanford University), на котором изображен выход γ -квантов с энергией 14,5 и 12 МэВ из нижайших возбужденных состояний ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ с $T = 3/2$, образующихся в реакциях ${}^7\text{Li} + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^9\text{Be}$ ($T = 3/2$) и ${}^7\text{Li} + {}^3\text{He} \rightarrow n + {}^9\text{B}$ ($T = 3/2$) в интервале энергий ${}^3\text{He}$ от 5 до 16 МэВ (рис.1). При энергии вблизи нейтронного порога реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}^*$ ($E_x = 14,655$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) $E_{q1} = 7,577$ МэВ отчетливо проявляется пороговый «касп», а слева и справа от него в интервале $E_{q1} = \pm 0,5$ МэВ заметны два резонанса составного ядра ${}^{10}\text{B}$ с малыми ширинами. По-видимому, оба резонанса имеют изоспин $T = 2$. Вблизи бомбардирующей энергии 10 МэВ наблюдается мощный резонанс, который, по предложению авторов работы [2], может быть нижайшим состоянием с $T = 2$ ядра ${}^{10}\text{B}$. По нашему

мнению, мощный резонанс является либо одним из уровней с $T = 2$, либо гигантским резонансом. На его правом склоне при энергии, отвечающей второму нейтронному порогу $E_{q_2} = 11,036$ МэВ реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^9\text{B}^*$ ($E_x = 17,076$ МэВ, $T = 3/2$), хорошо виден второй пороговый «касп». Вполне вероятно, что вблизи этого порога, в силу корреляции пороговых и резонансных состояний [18,19], находится один или несколько уровней составного ядра ${}^{10}\text{B}$ с $T = 2$. Средний шаг по энергии в работе [2] равен 150 кэВ, поэтому детальное поведение функции возбуждения не передается экспериментальными данными.

В работе [3] сообщается об измерении функции возбуждения в реакции $T({}^7\text{Li}, p){}^9\text{Li}$ и о наблюдении пороговой особенности вблизи нейтронного порога реакции $T({}^7\text{Li}, n){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$). Вид функции возбуждения не приводится.

Наиболее полные и с наименьшими погрешностями данные о нижайших уровнях с $T = 2$ ядра ${}^{10}\text{Be}$ получены в работах [20], выполненных во ВНИИЭФ (Арзамас-16). В 1973 г. изучалась функция возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ путем измерения активности ядер ${}^9\text{Li}$, претерпевающих β -распад. Фон нейтронного и γ -излучения составлял в среднем 5%. Функция возбуждения измерялась в интервале энергий $E_t = 3,5 + 6$ МэВ со средним шагом по энергии, равным 20 кэВ. Вблизи порога реакции $T({}^7\text{Li}, t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) при энергии $E_t = 5,65$ МэВ наблюдается (рис.2) гигантская пороговая аномалия с 30% спадом в ходе функции возбуждения. Нейтронный порог находится приблизительно на середине спада. Большая величина спада объясняется существованием в зарядово-сопряженном канале состояния составного ядра с $T = 2$. Малая ширина спада по энергии ($\approx 0,1$ МэВ) обусловлена запретом по изоспину образования во входном канале этого состояния, которое является аналогом состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$. В результате анализа энергия этого состояния равна 21,185 МэВ и по ней вычислена энергия связи нейтрона $\epsilon_n = (-62 \pm 60)$ кэВ в ядре ${}^{10}\text{Li}$ для основного состояния. Следует отметить значительный разброс экспериментальных точек в этой работе.

Более полный эксперимент [5] был направлен на одновременное исследование района аномалии $E_t = 5,43 + 5,95$ МэВ во всех открытых каналах реакции ${}^7\text{Li} + t$, за исключением упругого канала. Данные по сечениям исследуемых каналов представлены на рис.2. Функция возбуждения каналов с непороговыми нейтронами не имеет видимых пороговых особенностей, так же, как и канала ${}^6\text{He} + \alpha$. Это можно объяснить слабой связью этих

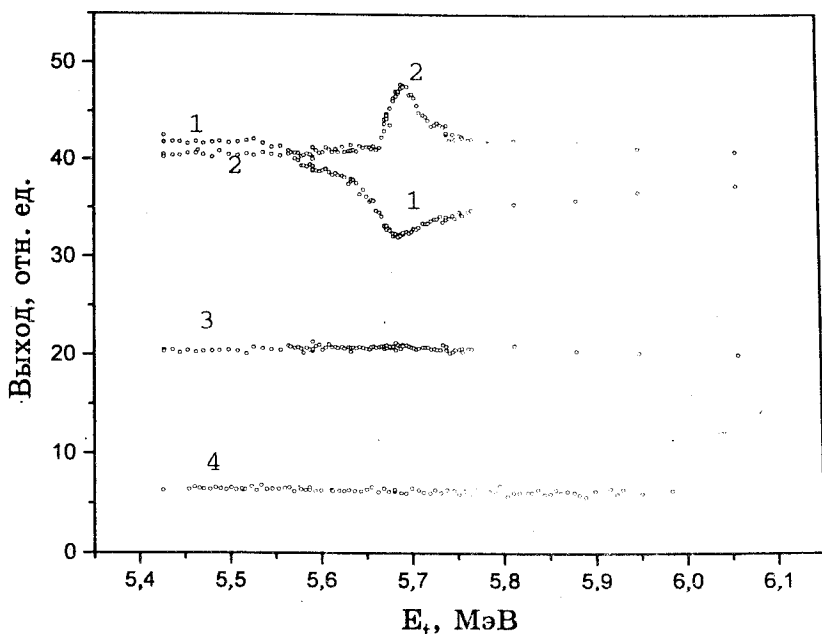


Рис. 2. Выходы частиц в различных каналах [5] в результате реакции ${}^7\text{Li} + T$. Вблизи первого порога E_q реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $T = 3/2$) функция возбуждения канала ${}^9\text{Li} + p$ имеет сложную структуру (1). Выход нейтронов (2), регистрируемых пороговым детектором, постоянен до пороговой энергии E_q . Предпороговый выход обусловлен регистрацией быстрых нейтронов. Передний фронт порогового всплеска имеет форму, характерную для нулевого орбитального момента пороговых нейтронов. В выходах быстрых нейтронов (3) и реакции ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ (4) вблизи порога не наблюдается аномалии в пределах экспериментальных погрешностей

каналов с протонным и пороговым каналами. Последние имеют ярко выраженные пороговые особенности. Поскольку детектор пороговых нейтронов располагался на оси пучка за мишенью, то в него попадали нейтроны из непороговых каналов и все пороговые нейтроны с энергией от нуля до некоторой энергии E_{max} , определяемой кинематикой реакции и угловыми размерами детектора. С дальнейшим ростом энергии налетающих тритонов число пороговых нейтронов начинает убывать из-за раскрытия «порогового» конуса, в котором летят нейтроны, что формирует край порогового «каска» со стороны высоких энергий. Величина пика составляет 15% от

предпорогового выхода. Форма левой стороны пика хорошо описывается функцией энергии $E_n^{l_n+1/2}$ с орбитальным моментом $l_n=0$. Следовательно, вклад пороговых нейтронов с $l \neq 0$ мал. Измерение полного сечения канала ${}^9\text{Li} + p$ осуществлялось по равновесной β -активности ядер ${}^9\text{Li}$ непосредственно в процессе облучения, т.е. в стационарном режиме. По этой причине разброс экспериментальных точек минимален. Вклад фоновых эффектов составлял менее 1%. На крутом спаде функции возбуждения заметно проявляются два выступа, наводящие на мысль о существовании двух узких резонансов составного ядра ${}^{10}\text{Be}$. В этой работе экспериментально подтверждается предположение [4] о том, что распад в пороговый канал $n + {}^9\text{Be}^*$ ($T=3/2$) идет с $l_n=0$. Следовательно, если имеется состояние в ${}^{10}\text{Be}$ с $T=2$ и отрицательной четностью ($l_n=0$) вблизи порога, то оно будет проявляться значительно сильнее, чем состояние с положительной четностью ($l_n=1$).

Продолжение по энергии функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ в область $E_t = 6 + 10,5$ МэВ получено впервые в работе [20]. На рис.3 представлены полные сечения образования ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ в реакции ${}^7\text{Li} + t$ в зависимости от энергии в интервале $E_t = 3 + 10,5$ МэВ, полученные в этой работе. Функция возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ имеет очень сложную структуру. После быстрого подъема от порога протонного канала при энергии $\sim 5,65$ МэВ наблюдается резкая пороговая аномалия, обусловленная связью с каналом $n + {}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,39$ МэВ, $T=3/2$). В интервале $6 + 7,5$ МэВ функция возбуждения имеет платообразный характер, затем наблюдается широкий пик с максимумом при $E_t = 8,4$ МэВ, достигающим 35 мб. Ширина резонанса ~ 1 МэВ. Затем идет быстрый спад, продлевающий склон резонанса до границы исследованной области. На этом склоне при энергии $E_t = 9,348$ МэВ находится второй нейтронный порог канала $n + {}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 16,975$, $T=3/2$), аналогичный первому порогу. В точке порога функция возбуждения канала ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ испытывает перелом, а также наличие глубокого спада ниже «плато» при $E_t = 6 + 7,5$ МэВ свидетельствует о взаимодействии порога с уровнем $T=2$ ядра ${}^{10}\text{Be}$. Этим уровнем может быть мощный резонанс при энергии $E_t = 8,4$ МэВ, либо другое состояние, расположенное на спаде вблизи от второго нейтронного порога. На рис.3 представлены также функции возбуждения реакций ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(t, d){}^8\text{Li}$. Первая измерена со случайными погрешностями $\approx 30\%$, и о ней

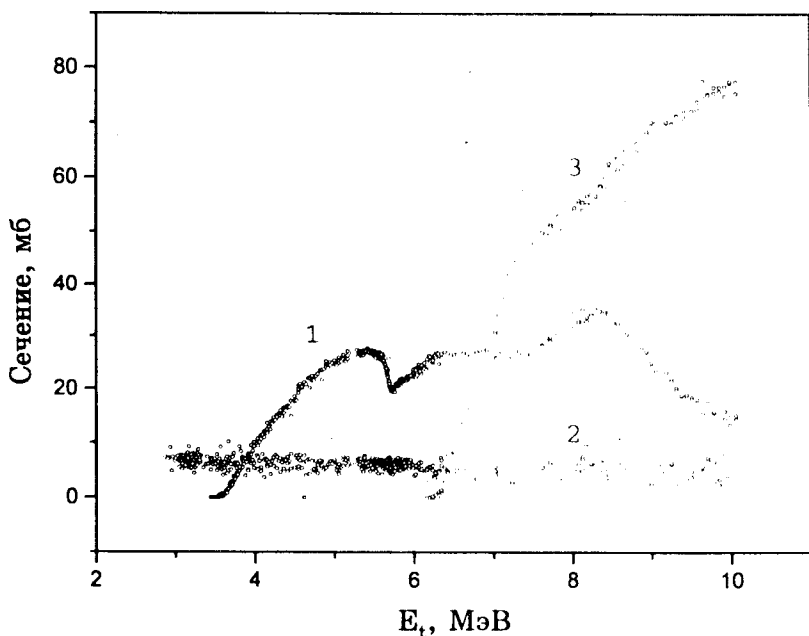


Рис.3. Полные сечения реакций [20] ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(t, d){}^8\text{Li}$ (1, 2 и 3 соответственно). Пороговые аномалии наблюдаются только в протонном канале

можно лишь сказать, что во всем интервале энергий $E_t = 3 + 10,5$ МэВ функция возбуждения может оцениваться постоянной величиной ≈ 5 мб. Функция возбуждения канала $d + {}^8\text{Li}$ монотонно растет от порога пропорционально кулоновской проницаемости и достигает величины 75 мб при $E_t = 10,5$ МэВ. Случайные погрешности в каналах $p + {}^9\text{Li}$ и $d + {}^8\text{Li}$ определяются статистикой отсчетов $\leq 1\%$ и аппаратурной нестабильностью, приводящей к разбросам менее 3%. Полная систематическая погрешность сечения оценивается в 20%.

2) Реакции с образованием ядра ${}^{10}\text{Li}$ изучались в работах [8,12—16]. В 1975 г. в реакции ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ при энергии 121 МэВ был определен дефект массы ядра ${}^{10}\text{Li}$, равный $(33,83 \pm 0,25)$ МэВ (рис.4). Это соответствует энергии связи нейтрона в ${}^{10}\text{Li}$ $(0,80 \pm 0,25)$ МэВ, что значительно превышает предсказание 0,21 МэВ, основанное на методе Гарви—Келсона [21] и еще более — данные Абрамовича и др. [4], где эта величина составляет

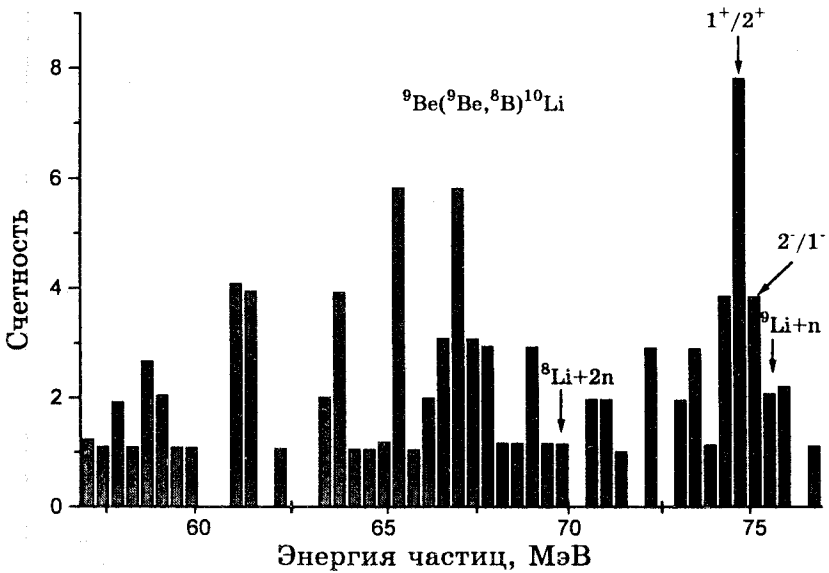


Рис.4. Спектр ядер ${}^8\text{B}$ из реакции ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$ при энергии 121 МэВ под углом 14° в л.с.к. в совпадении с ядрами ${}^9\text{Li}$ (из распада ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$) [8]. Широкий пик с $\Gamma = (1,2 \pm 0,3)$ МэВ (с.д.и.) вблизи порога ${}^9\text{Li} + n$ накрывает два предполагаемых дублета уровней $2^-/1^-$ и $1^+/2^+$ ядра ${}^{10}\text{Li}$

всего $(0,062 \pm 0,060)$ МэВ. В работе [9] была высказана мысль, что наблюдаемый в [8] уровень ${}^{10}\text{Li}$ является нижайшим уровнем с положительной четностью, а не основным состоянием с аномальной (отрицательной) четностью, лежащим на 0,8 МэВ ниже.

В работе [12] измерен спектр протонов из реакции ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p){}^{10}\text{Li}$, вызываемой остановившимися π^- -мезонами. Вблизи верхней кинематической границы спектра обнаружен пик (рис.5) с параметрами $E_r = (0,15 \pm 0,15)$ МэВ и $\Gamma_0 < 0,4$ МэВ, где $\Gamma = \Gamma_0(E/E_r)^{1/2}$. Спектр с учетом порогового характера резонанса ${}^{10}\text{Li}$ описывался формулой Брейта—Вигнера с энергетической зависимостью ширины в s -волновом приближении ($l=0$). Отсутствие в спектре протонов дополнительных пиков может быть обусловлено либо динамикой реакции, либо тем, что расстояние между уровнями существенно меньше 0,4 МэВ.

В последние два года предпринято мощное наступление в исследовании свойств ядра ${}^{10}\text{Li}$ в нескольких лабораториях мира. Экспериментальные

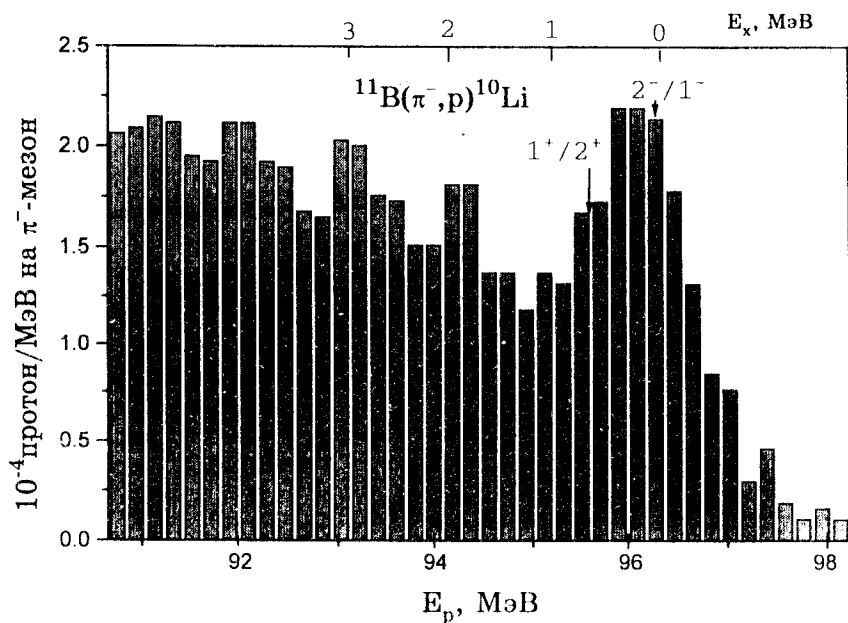


Рис.5. Спектр протонов из реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ на остановившихся π^- -мезонах вблизи кинематической границы. На верхней шкале указана энергия возбуждения ^{10}Li . Стрелками обозначено предполагаемое нами положение центроидов дублетов уровней ядра ^{10}Li с отрицательной и положительной четностями

данные [13] по реакции $^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$ при $E(^{11}\text{Li}) = 72$ МэВ/А получены для спектра нейтронов в совпадении с ^9Li . Наблюдаемое распределение монотонно убывает от порога, обнаруживая широкий ник при 0,5 МэВ. Три более узких пика на нем соответствуют данным [12,16,8]. Комментарии авторов говорят о том, что основное состояние ядра ^{10}Li слегка ниже, чем в работе [12]. Имеется также намек на первое возбужденное состояние вблизи той же энергии, что и в работе [16]. Эти результаты дают возможность предположить, что внешний нейтрон в ^{10}Li может находиться на $s_{1/2}$ оболочке.

В работе Янга и др. [14] измерен спектр ^8B из реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ при энергии 130 МэВ и лабораторных углах 5° и $3,5^\circ$ (рис.6). Имеется сильный широкий пик ($\Gamma_{\text{лаб}} = (385 \pm 23)$ кэВ), отвечающий p -волновому резонансу во взаимодействии несвязанного нейтрона при

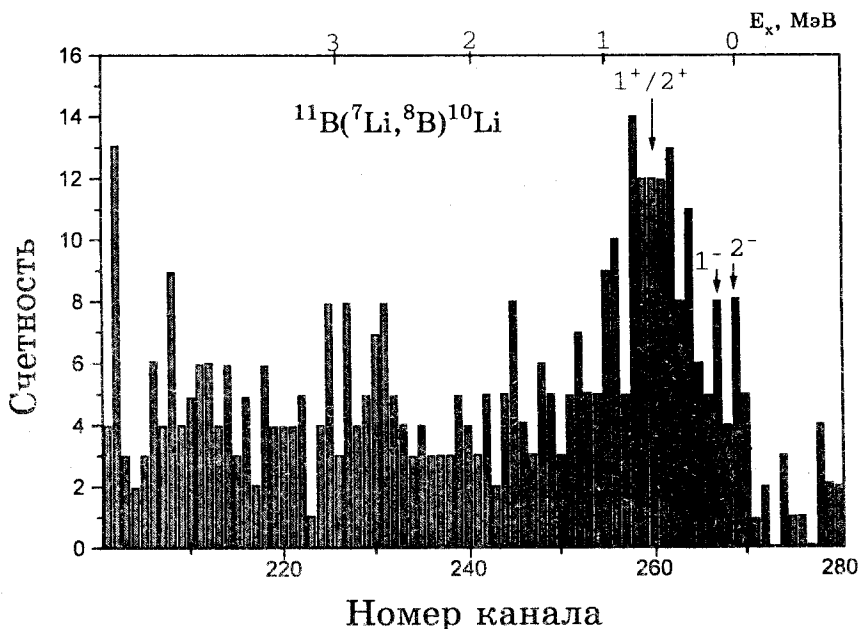


Рис.6. Спектр ядер ^{10}Li из реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ при энергии 130 МэВ и угле 5° в л.с.к. На верхней шкале приводится энергия возбуждения ^{10}Li . Высокое разрешение по энергии (70 кэВ) позволило разделить основной 2^- и первый возбужденный 1^- -уровни ядра ^{10}Li и отделить их от дублета $1^+/2^+$

(538 ± 62) кэВ с ^9Li . Есть также слабое свидетельство того, что основное состояние может быть либо s -, либо p -волновым резонансом с $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ, соответствующим $\epsilon_n \geq -100$ кэВ. Следует отметить отчетливо обозначенное разделение слабого резонанса на два.

В работе [15] исследовались совпадения n и ^9Li из распада ядер ^{10}Li , возникающих в реакции фрагментации $^{18}\text{O} + \text{C} \rightarrow n + ^{10}\text{Li} + \text{X}$ при 80 МэВ/А в коллинеарной геометрии под углом 0° . Исследовался спектр относительных скоростей для $n + ^9\text{Li}$. Замечен только один пик, соответствующий низкоэнергетичным нейтронам из ^{10}Li . Энергия связи нейтрона в ^{10}Li ниже, чем в работе [12]. Однако наблюдаемый пик также мог быть обязан возбужденному состоянию ^{10}Li , распадающемуся с переходом на первое возбужденное состояние ядра ^9Li .

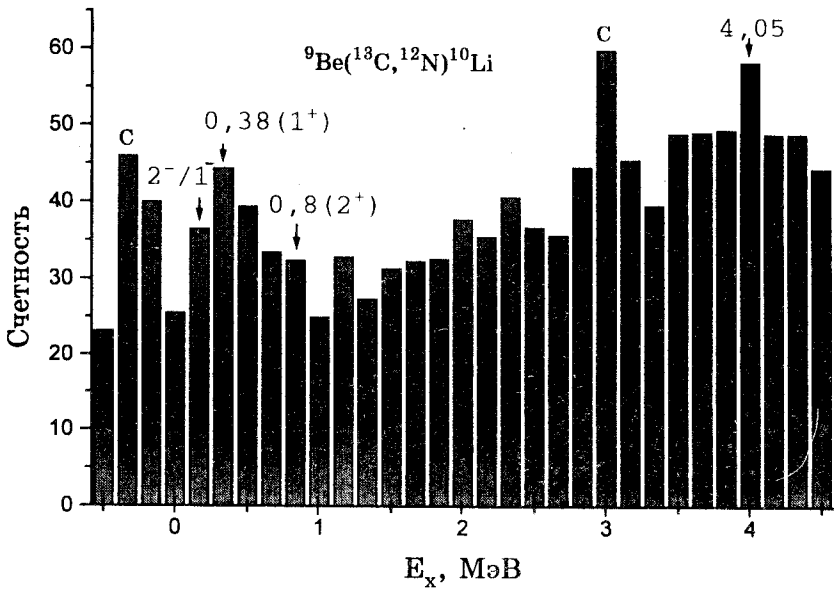


Рис.7. Спектр ядер ^{12}N из реакции ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$ при энергии 336 МэВ и угле $3,8^\circ$ в л.с.к. вблизи основного состояния ${}^{10}\text{Li}$. Указаны углеродные линии (С) и предполагаемое в настоящей работе положение дублета уровней 2^- , 1^- . Положение уровней 1^+ , 2^+ и уровня 4,05 показано в соответствии с данными работ [58,59]

Измерения, выполненные в [16], дали дефект массы ядра ${}^{10}\text{Li}$ 33,445(50) МэВ из двух различных реакций: ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$, $E_{\text{лаб}} = 336$ МэВ (рис.7) и ${}^{13}\text{C}({}^{14}\text{C}, {}^{17}\text{F}){}^{10}\text{Li}$, $E_{\text{лаб}} = 337$ МэВ (рис.8). Ядро ${}^{10}\text{Li}$ по данным этой работы является нейтронно-нестабильным с энергией связи нейтрона $-0,42(5)$ МэВ. В анализе первой реакции низколежащее возбужденное состояние найдено при 0,38(8) МэВ. Это и основное состояние могут быть, по мнению авторов этой работы, с наибольшей вероятностью идентифицированы как $1^+/2^+$ дублет с конфигурацией $[\pi 1p3/2 \otimes \nu 1p1/2]$. Основное состояние имеет при этом $J^\pi = 1^+$. Реакция $({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N})$ заселяет 1^+ -состояние, что вызвано спин-изоспиновым переворотом в главной части амплитуды перехода. Состояние 2^+ соответствует массе, данной в работе [8] для основного состояния ${}^{10}\text{Li}$. Второе возбужденное состояние наблюдается

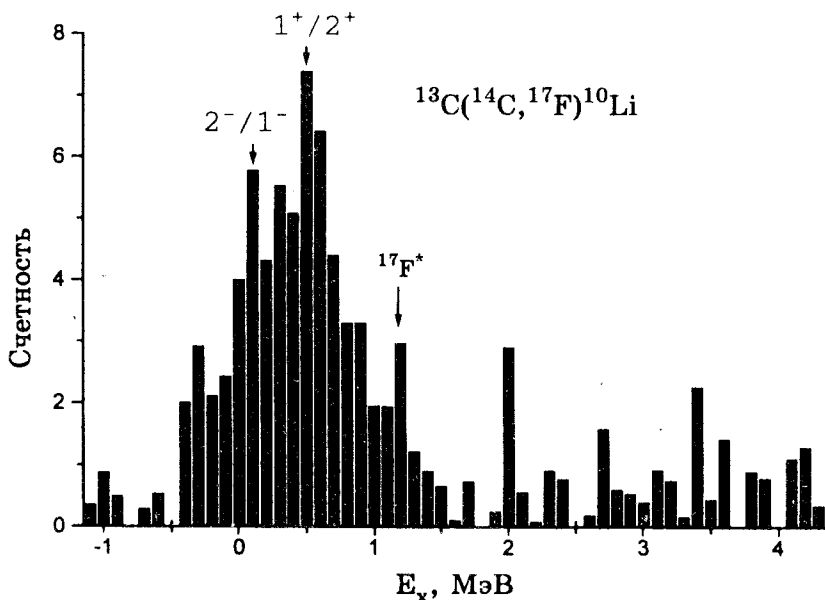


Рис.8. Спектр ядер ^{17}F из реакции $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ при энергии 337 МэВ и угле $5,4^\circ$ в л.с.к. [58]. Указано предполагаемое нами положение центров дублетов уровней 2^- , 1^- и 1^+ , 2^+ . Энергетическое разрешение не позволяет разделить уровни дублетов

при 4,05(10) МэВ с шириной 0,7(2) МэВ и может быть обусловлено конфигурацией $\nu 1d5/2$. Данные по второй реакции полностью поддерживают интерпретацию дублетного основного состояния (рис.8). Возбужденное состояние 4,05 МэВ не наблюдается в этой реакции.

3) Косвенные данные о нестабильном ядре ^{10}Li получены в исследованиях соседних стабильных и нестабильных ядер ^9Li , ^{11}Li , ^9He , ^{11}Be и др. [7]. О ядре ^9Li известно [7], что оно частично стабильно, спин и четность $J^\pi = 3/2^-$, изоспин $T = 3/2$, радиус равен 2,41 фм. Ядро ^9He [7] частично нестабильно. Распределение поперечного импульса максимально в нуле и падает с ростом P_\perp [22]. Дефект массы принят равным $(40,80 \pm 0,10)$ МэВ. Ядро ^9He распадается в канал $^8\text{He} + n$ с энергией 1,13 МэВ. Основное состояние имеет характеристики $J^\pi = 1/2^-$ по оболочечно-модельным расчетам [10]. Ядро ^{11}Li [23] частично стабильно, дефект массы составляет $(40,85 \pm 0,08)$ МэВ. Энергия отделения двух нейтронов равна (247 ± 80) кэВ.

Спин ядра равен $3/2$, отрицательная четность следует из систематики. Радиус ядра аномально велик: $(3,16 \pm 0,11)$ фм. Это связано, по-видимому, с нейтронным гало [24]. Ядро ^{11}Be частично стабильно [23], спин равен $1/2$, имеет аномальную положительную четность, $T = 3/2$, радиус ядра аномально велик: $(2,86 \pm 0,04)$ фм, что обусловлено нейтронным гало [24,25]. Ядро ^{12}B частично стабильно, $J^\pi = 1^+$, $T = 1$ [23].

2. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Существует несколько хорошо известных модельных и безмодельных методов теоретического анализа экспериментальных данных, а также полуэмпирические формулы масс и правила экстраполяции, вытекающие из систематики свойств ядер. При экстраполяции свойств стабильных и частично стабильных ядер в область экзотических частично нестабильных ядер обычно приходится применять в совокупности все существующие средства. Они взаимно дополняют друг друга, и владение ими позволяет предсказывать характеристики неизвестных ядер с высокой степенью надежности. Мы дадим обзор основных методов, широко применяемых в настоящее время.

2.1. Оболочечно-модельные расчеты. В современной модели оболочек [10,26] гамильтониан представляется в виде двух частей, одна из которых зависит от координат центра масс ядра, а другая от относительных координат двух нуклонов i, j :

$$H = \sum_{i=1}^A (P_i^2/2m + \frac{1}{2} m\omega^2 r_i^2) = \sum_{i < j} [V_{ij} - (m\omega^2/2A)(r_i - r_j)^2],$$

где P_i — импульс, m — масса, r_i — координата нуклона, ω — осцилляторная частота.

Для потенциала V_{ij} , зависящего только от относительных координат, гамильтониан является трансляционно-инвариантным, и нефизические состояния, вызванные возбуждением центра масс, могут быть устранены по методу работы [27]. Гамильтониан не отражает индивидуальных свойств ядер. Поэтому модельные расчеты уровней ядер могут претендовать лишь на согласие в среднем с экспериментальными данными. В целях улучшения описания данных были введены кулоновские поправки [11,26]. С их помощью ошибки в определении энергий уровней удалось сократить с ≈ 1 МэВ до $0,3 + 0,5$ МэВ для стабильных легких ядер в области $N \approx Z$. В работе [10] предпринята попытка описания энергий связи экзотических нейтронно-обогащенных легких ядер p -оболочки, а также спинов и четнос-

тей их четырех нижайших состояний. В частности, у ядра ^{10}Li для двух нижайших состояний в проведенных двух вариантах расчета модельных пространств $(0+1)\hbar\omega$ и $(0+2)\hbar\omega$ получены положительные четности с порядком следования уровней 1^+ , 2^+ и 2^+ , 1^+ соответственно. Расстояние между ними составляет 0,65 МэВ. Энергия связи нейтрона ϵ_n составляет $-0,61$ и $-0,65$ МэВ для этих двух моделей соответственно. Степень доверия к этим результатам не может быть высокой, поскольку среднее отклонение между теорией и экспериментом, по признанию авторов [10], составляет 1,1 и 1,2 МэВ для рассмотренных моделей соответственно. Значительно более высокой надежностью обладают результаты, полученные в оболочечно-модельных расчетах работы [26]. Здесь предсказание основного состояния ядра ^{10}Li со спином и четностью 2^- основывается на расчетах нижайшего состояния с $T=2$ стабильного ядра ^{10}B . В области $N=Z$ оболочечно-модельные расчеты, по-видимому, наиболее удовлетворительны. С уходом в область ядер, далекую от $N=Z$, на наш взгляд, следует ввести в гамильтониан зависимость от числа избыточных (или недостаточных) нейтронов в ядре.

2.2. Массовое уравнение изобарического мультиплетта (ИММЕ) [28].

В предположении зарядовой независимости ядерных сил все члены изоспинового мультиплетта T имеют одну и ту же энергию. Изобарическая симметрия нарушается электромагнитным взаимодействием. Дополнительные эффекты возникают вследствие разницы масс нейтрона и протона [6]. Снятие вырождения по энергии для $(2T+1)$ членов изомультиплетта происходит в соответствии с массовым уравнением изобарического мультиплетта [29], описывающим зависимость массы от третьей проекции T_Z изоспина T :

$$M(A, T, T_Z) = a(A, T) + b(A, T)T_Z + c(A, T)T_Z^2 \quad (1)$$

Коэффициент a включает в себя (помимо прочего) среднюю кулоновскую энергию данного мультиплетта. Коэффициент b зависит линейно [30] от $A^{2/3}$:

$$b \text{ [кэВ]} = (-733,5 \pm 0,7)A^{2/3} + (1771,0 \pm 0,1). \quad (2)$$

Сравнение экспериментального отношения b/c с моделью [31], предполагающей, что ядро представляет собой однородную сферу с постоянной зарядовой плотностью, приводит к линейной зависимости от A для $T=3/2, 2$ [28]:

$$-\frac{b}{c} = \alpha A - \beta; \quad \alpha = 0,97; \quad \beta = 4,33. \quad (3)$$

Теоретическая прямая [31] сдвинута вверх относительно экспериментальной на $\Delta\beta = 0,33$ при сохранении правильного наклона α .

Кулоновская энергия перестройки ΔE_c между аналоговыми уровнями двух соседних ядер определяется как

$$\Delta E_c(A, T, T_Z - 1|T_Z) = M_{Z>} - M_{Z<} + \Delta_{nH}, \quad (4)$$

где $M_{Z>}$ — масса высшего по Z члена, $M_{Z<}$ — масса низшего по Z члена, $\Delta_{nH} = 0,782339(17)$ МэВ разность масс нейтрона и атома водорода. Параметры b и c связаны с ΔE_c соотношениями [30]:

$$\Delta_{nH} - b(A, T) = (T - 1/2)\Delta E_c(A, T, T - 2|T - 1) - (T - 3/2)\Delta E_c(A, T, T - 1|T); \quad (5)$$

$$c(A, T)/3 = 1/6[\Delta E_c(A, T, T - 2|T - 1) - \Delta E_c(A, T, T - 1|T)]. \quad (6)$$

Массовое уравнение (1) позволяет определить энергии состояний всех членов изобарического мультиплетта с данными значениями A, T с точностью до нескольких десятков кэВ, если известна энергия хотя бы одного члена этого мультиплетта для определения коэффициента a . В массовое уравнение иногда включаются члены с более высокими степенями T_Z [32],

$dT_Z^3 + eT_Z^4$. Во втором порядке теории возмущений они включают недиагональные матричные элементы. Однако коэффициенты d и e определяются с большими погрешностями, часто превосходящими эти коэффициенты. В наших расчетах эти члены не учитывались.

2.3. Теория пороговых явлений. Теория применяется в исследовании состояний ядер вблизи порога реакции [19,33,34]. Возможность исследования базируется на аналитической зависимости волновой функции от энергии, которая хорошо известна при условии $kR \ll 1$, а для заряженных частиц также при выполнении условия $\eta \gg 1$ [35—37], где k — волновое число, R — радиус ядра, η — кулоновский параметр. Ограничение при низких энергиях малым числом парциальных волн позволяет представить волновую функцию в виде аналитической функции энергии с ограниченным числом параметров. Этой функцией затем аппроксимируются экспериментальные данные при анализе пороговых явлений [19], и определяются параметры, несущие физическую информацию о механизме реакции и свойствах составного ядра. В частности, определяются энергия состояния составного ядра, его полная и парциальные ширины, а также четность (орбитальный момент l). Эти сведения дают возможность сделать заключение о типе порогового состояния и его изоспине с целью экстраполяции данных анализа на соседние члены изобарического мультиплетта [17,18] с помощью массового уравнения (1). Преимущества теории пороговых явлений заключаются в следующем: число параметров теории невелико ≈ 10 . Точность расчетов определяется погрешностями эксперимента и практически не зависит от варианта теории.

2.4. Модельные методы анализа. Пороговый анализ проводится также [38] по R -матричной теории [39] с использованием разложения в ряд по степеням энергии фактора проницаемости $P_f(E)$. Однако сложность связи R -матрицы с матрицей столкновений делает R -матричный подход неэффективным: слишком велико число параметров (≈ 100), многие из которых не имеют физического смысла [40]. Результат анализа зависит от варианта теории.

Более эффективным является метод резонирующих групп (МРГ), применяемый, в силу сложности вычислений, к системам легких ядер с числом кластеров в ядре не более трех [41,42]. Представление волновой функции системы в виде ряда по многочастичному базису осцилляторных функций позволяет свести задачу многих тел к решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{v', \alpha'} \langle \alpha, v | H - E | v', \alpha' \rangle C_{v', \alpha'} = 0, \quad (7)$$

где H — гамильтониан, $|v, \alpha\rangle$ — базисные функции. Сравнительная простота этих уравнений по отношению к многомерным уравнениям Шредингера или Фаддеева—Якубовского [43] привлекает к использованию этого метода в анализе ядерных реакций, в том числе вблизи порога. Бесконечная система уравнений (7) должна быть ограничена, исходя из возможностей вычислительной техники. Выбор части полного базиса проводится на основе модельных представлений о физике явлений в рассматриваемой системе. Влияние оставшейся за пределами решения части базиса учитывается введением некоторых свободных параметров. Одним из таких параметров является осцилляторная частота, которая выбирается так, чтобы наилучшим образом описать структурные особенности системы. В качестве потенциалов нуклон-нуклонных взаимодействий используются двухчастичные реалистические потенциалы с параметрами, описывающими взаимодействие двух свободных нуклонов. Иногда эти параметры значительно варьируются (до 20%). Наиболее часто употребляются реалистические потенциалы Волкова [44] и Хасегавы—Нагаты [45].

Естественно, что результаты расчетов по методу резонирующих групп существенно зависят от выбора базисных функций и параметров реалистических потенциалов. Чтобы расчеты имели предсказательную силу, необходимо провести подбор всех параметров для наилучшего описания существующих экспериментальных данных.

Метод гармонических полиномов (K -гармоник) [46] довольно успешно применяется для описания основных и нижайших возбужденных состояний ядер, в том числе экзотических [47]. Свое название метод ведет от разло-

жения волновой функции системы в ряд по собственным функциям $U_{k\gamma}$ угловой части многомерного лапласиана Δ :

$$\Delta_{\Omega} U_{k\gamma} = -K(K + 3A - 5)U_{k\gamma},$$

где $K \geq K_{\min}$ — целые положительные числа, γ — набор всех остальных квантовых чисел, Ω — совокупность угловых переменных. Радиальные функции $X_{k\gamma}(\rho)$ зависят от коллективной переменной ρ :

$$\rho^2 = \sum_{i=1}^A (r_i - R)^2$$

и удовлетворяют системе обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. Спектр уровней ядра в приближении K_{\min} с помощью методов, разработанных в модели оболочек [48], может быть представлен через гармоники с заданными значениями полного момента J и изоспина T , как в модели оболочек. Однако в оболочечном подходе получается только часть уровней, следующих из уравнений для K -гармоник. Спектр последних богаче, так как содержит возбуждение коллективных движений по переменной ρ , что дает начало целым полосам состояний.

В этом смысле спектр ядра в методе резонирующих групп еще более богат коллективными состояниями, поскольку содержит большее число коллективных степеней свободы, отвечающих внутреннему движению различных кластеров. Вопрос о типе двухнуклонного потенциала в методе K -гармоник не является простым по причине соблюдения условий насыщения. Обычно применяются потенциалы в виде суперпозиции потенциалов Гаусса [49], один из которых отталкивающий. При этом параметры потенциалов подгоняются под условие наилучшего описания фаз нуклон-нуклонного рассеяния в довольно широкой области энергий. Значительное внимание привлекают потенциалы ОВЕР с мягким кором и зависящие от скорости, типа потенциала Брайана—Скотта [50]. По мере роста числа нуклонов в ядре система становится все более неустойчивой к стягиванию. В расчетах свойств ядер $1s$ -оболочки достигнута высокая точность. Переход к ядрам $1p$ -оболочки требует значительных усилий для сохранения высокой точности вычислений. Для них предложена так называемая П-модель [51] или метод угловых потенциальных функций [52]. Сущность его состоит в том, что волновая функция системы представляется в виде суммы членов, главный из которых есть волновая функция Ψ_0 метода K -гармоник в приближении K_{\min} , остальные члены предполагаются малыми поправками к главному. Роль поправок сводится к замене матричных элементов нуклон-нуклонного взаимодействия эффективными матричными элементами в

системе дифференциальных уравнений для радиальных волновых функций в поправках к главному Ψ_0 -члену. Угловые потенциальные функции, входящие в поправочные члены, строятся с помощью техники повышающих операторов j (в схеме jj -связи) из K_{\min} гармоник с определенными квантовыми числами J^π и T .

В качестве нуклон-нуклонного взаимодействия выбран реалистический потенциал с мягким кором [53]. Как следует из сказанного, П-модель [51] включает в волновую функцию, кроме гармоник с K_{\min} и с определенными J, T , также члены более высокого порядка по K при согласовании с радиальными уравнениями. Из общих соображений это должно привести к лучшему описанию характеристик легких ядер, чем в модели оболочек и в методе K -гармоник. Расчеты показали, что энергии связи ядра ${}^6\text{Li}$ и ядер $1s$ -оболочки в П-модели описываются лучше. В методе угловых потенциальных функций [52] после написания радиальных уравнений последние рассматриваются как дополнительные условия на матричные элементы нуклон-нуклонных (NN) потенциалов с целью решения обратной задачи — восстановления матричных элементов NN -потенциалов. Восстановленные по экспериментальным данным матричные элементы снова подставляются в радиальные уравнения. Процесс попеременного решения прямой и обратной задач повторяется несколько раз до достижения установленной точности расчетов или удовлетворения восстановленным потенциалом условий насыщения Калоджеро—Симонова [54]. Благодаря коррекции потенциала устраняется «пересвязывание» тяжелых ядер p -оболочки (${}^{16,15}\text{O}$) на величину ≈ 10 МэВ, после чего имеет смысл перейти к анализу изотопов ${}^{10,9}\text{He}$. Для них полная сходимость разложения волновой функции в ряд по потенциальным гармоникам достигается при учете ≈ 200 базисных функций в пространстве многомерных углов. Согласно расчету, изотопы ${}^9\text{He}$ и ${}^{10}\text{He}$ оказываются ядерно-нестабильными. Тяжелые изотопы ${}^{7-9}\text{H}$ далеки от связанных состояний, и отсутствуют резонансные состояния этих систем. Основное состояние ядра ${}^6\text{H}$ имеет большую энергию $\epsilon = 6,3$ МэВ относительно порога развала ${}^6\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + 3l$.

В системе ${}^5\text{H}$ нет ярко выраженного квазистационарного состояния. Однако полученные результаты, по мнению авторов [52], не претендуют на однозначность. Развитые в работах [51,52] методы расчетов спектров ядер представляют, по нашему мнению, математические схемы решения многомерных уравнений Шредингера с урезанным базисом K -гармоник (или базисом оболочечной модели). В этих схемах бесконечная часть базиса заменяется другим ограниченным базисом, а матричные элементы NN -потенциала в радиальных уравнениях заменяются некоторыми эффективными

матричными элементами, и дается рецепт попеременной оптимизации ограниченного дополнительного базиса и эффективных матричных элементов на основе известных экспериментальных данных. Возможно, что эти схемы позволяют в ряде случаев описать характеристики ядер точнее, чем это делается в методе K -гармоник и в модели оболочек, однако это достигается ценой потери целостной физической картины. При этом NN -потенциал теряет универсальность и приобретает индивидуальные свойства, характеризующие ядро, для которого он оптимизирован. Более того, NN -потенциал будет зависеть от полноты экспериментальных данных по данному ядру и конкретной выборки этих данных, принятых к оптимизации. Высказанные соображения заставляют нас с осторожностью относиться к результатам работ [51,52], тщательно взвешивая их.

Нашлось интересное применение метода K -гармоник к расчетам характеристик экзотического ядра ${}^{11}\text{Li}$ в трехтельном приближении ${}^9\text{Li} + n + n$ [47]. Потенциалы взаимодействия между парами кластеров выбраны в гауссовой форме [53]. Волновая функция представлена в виде ряда по гиперсферическим гармоникам, зависящим от главного квантового числа K вплоть до $K = 12$. Все орбитальные моменты полагались равными нулю, как в работах [53]. Расчеты энергии связи (0,3 МэВ), материального радиуса (3,32 фм) и импульсного распределения удовлетворительно согласуются с экспериментом. Расстояние между центром массы ${}^9\text{Li}$ и внешним нейтроном составляет 6,4 фм. Из расчета следует, что в подсистеме ${}^9\text{Li} + n$ S -волновой потенциал имеет притягательный характер.

Близкие к [47] результаты получены в работе [53] с помощью вариационного трехтельного расчета ${}^9\text{Li} + 2n$. Потенциалы выбраны в виде суммы нескольких гауссианов. Волновая функция основного состояния записана в терминах волновых функций гармонического осциллятора. Расчеты дают несвязность ядра ${}^{10}\text{Li}$ на 0,29 МэВ. Волновая функция на 99% исчерпывается гармоникой с $l = 0$. Таким образом, в работах [47,53] фактически выдвигается версия об отрицательной четности ядра ${}^{10}\text{Li}$.

Представляется интересной попытка рассчитать основное состояние ядра ${}^{10}\text{Li}$ в модели RPA [58,59], применяемой к средним и тяжелым ядрам. Расчеты показали сильный нейтронный резонанс $1/2^-$ в системе ${}^9\text{Li} + n$ при энергии 0,26 МэВ с узкой шириной $\Gamma = 0,05$ МэВ. Следовательно, основное состояние ядра ${}^{10}\text{Li}$ имеет по расчетам положительную четность ($J^\pi({}^9\text{Li}) = 3/2^-$).

На этом закончим обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию ядра ${}^{10}\text{Li}$. Они дали большое количество сведений, во многом отличающихся и даже противоречивых. Чтобы разобраться в них и дать им верную оценку, нужна путеводная нить. В качестве нее

будем использовать результаты анализа функции возбуждения реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ вблизи нейтронного порога ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$), полученные нами в последнее время. Эти результаты можно признать опорными, так как высока их достоверность (>90%), и основываются они на экспериментальных данных с погрешностью ниже 0,5%.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ ВБЛИЗИ ПОРОГА

3.1. Соотношения теории пороговых явлений. Описанные в предыдущем разделе экспериментальные результаты по интегральному сечению реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, полученные в непрерывном режиме измерения [5], обладают высокой точностью ($\approx 0,5\%$) и стабильностью, т.е. малым разбросом. Эти результаты послужили основой для теоретического анализа. Они содержат 99 экспериментальных точек вблизи порога реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ ($J^\pi = 3/2^-, T = 3/2, E_x = 14,3922$ МэВ).

Методом анализа послужила теория пороговых явлений (ТПЯ), изложенная в обзоре [19]. Согласно этой теории, квадрат абсолютной величины матрицы столкновений представляется в виде

$$|U_{ps'l,isl}^{J\pi}|^2 = |Z_{p'l}| |M_{ps'l,isl}^{J\pi}|^2 |Z_{il}|, \quad (8)$$

где матрица Z характеризует проницаемость кулоновского и центробежного барьеров, M — приведенная матрица столкновений, s — спин канала, J — полный момент, π — четность, l — орбитальный момент, p, t — остальные квантовые характеристики выходного и входного каналов соответственно. Вблизи нуля энергии ($kD \ll 1, \eta \gg 1$):

$$|Z_l| = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \frac{(kD)^{2l+1}}{[(2l-1)!!]^2} \prod_{m=1}^l \left(1 + \frac{\eta^2}{m^2}\right) = \frac{\pi}{e^{2\pi\eta} - 1} X_l;$$

$$D = \frac{1}{2k\eta}; \quad \eta = \frac{z_1 z_2 e^2 \mu}{\hbar^2 k}; \quad X_l = \frac{(kD)^{2l}}{[(2l-1)!!]^2} \prod_{m=1}^l \left(1 + \frac{\eta^2}{m^2}\right). \quad (9)$$

z_1, z_2 — заряды ядер, μ — их приведенная масса, k — волновое число относительного движения, l — орбитальный момент.

При условии $kD \gg 1$ матрица Z слабо зависит от энергии и можно положить ее равной постоянной действительной величине, в том числе единице:

$$|Z_l| = \text{const} = 1. \quad (10)$$

Квадрат приведенной матрицы столкновений для перехода из одного непорогового канала в другой непороговый вблизи нейтронного порогового канала выражается формулой

$$|M_{t,p}^{J\pi}|^2 = |M_{t,p}^{J\pi}|^2 \{1 - \theta(E_n) \|Z_l\| |M_{t,n}^{J\pi}|^2\}, \quad (11)$$

где

$$Z_l = \frac{(k_n D_n)^{2l_n + 1}}{[(2l_n - 1)!!]^2}; \quad \theta(E_n) = \begin{cases} 1, & E_n > E_q \\ 0, & E_n < E_q \end{cases}$$

D_n — величина порядка радиуса ядра ^{11}Be . Матрица M определяется соотношением

$$M_{ij}^{J\pi} = 2 \left(m_{ij}^{J\pi} + \sum_N^{N_0} \frac{(a_{ij}^{J\pi})_N}{E - E_N^{J\pi} + i\Gamma_N^{J\pi}/2} \right); \quad ij = i, j = t, p, n. \quad (12)$$

где N_0 — число резонансных состояний с данными значениями J, π .

В случае одного резонансного состояния для данного набора квантовых чисел J, π знак суммирования по N снимается. В целях сокращения записи наборы квантовых чисел каналов иногда заменяются: $i, j = ij$. Если рассматриваемое состояние не имеет резонанса, то приведенная амплитуда $a_{ij}^{J\pi} = 0$. В случае $N_0 = 1$

$$|a_{ij}^{J\pi}| = \gamma_i^{J\pi} \gamma_j^{J\pi}, \quad (13)$$

где γ_k — парциальная амплитуда приведенной ширины распада. Она связана с наблюдаемой парциальной шириной распада соотношением

$$\Gamma_k = 2|Z_k| \gamma_k^2, \quad (14)$$

а полная ширина

$$\Gamma = \sum_k \Gamma_k. \quad (15)$$

В шкале энергии возбуждения составного ядра ^{10}Be порог протонного канала $E_{qp} = 19,636$ МэВ отстоит от порога нейтронного канала $E_{qn} = 21,205$ МэВ на 1,569 МэВ в системе центра инерции (с.ц.и.) [7]. Число парциальных волн в протонном канале ограничим тремя значениями $l \leq 2$. Тритонный порог $E_{qt} = 17,251$ МэВ отстоит от нейтронного порога на 3,954 МэВ, что является достаточно большой величиной, чтобы можно было пренебречь зависимостью Z_{il} от энергии и положить $|Z_{il}| = 1$ (10).

В результате сделанных ограничений интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ представляется в следующем виде:

$$\sigma_{p,t} = \frac{4\pi^2 g}{8k_t^2 (e^{2\pi\eta_p} - 1)} \left\{ X_0 (3 |M_{p10,t10}^{1-}|^2 + 5 |M_{p20,t20}^{2-}|^2) + \right. \\ \left. + X_1 \sum_{J=0}^3 \sum_{ss'} (2J+1) |M_{ps't,tsl}^{J+}|^2 + X_2 \sum_{J=0}^4 \sum_{ss'} (2J+1) |M_{ps'2,tsl}^{J-}|^2 \right\}, \quad (16)$$

где $X_0 = 1$, $X_1 = (kD)^2 + 1/4$, $X_2 = X_1 [(kD)^2 + 1/16]/9$, $g = 1/8$, волновое число k_t и η_p даны в лабораторной системе координат (л.с.к.) налетающих тритонов. Сечение (16) использовалось в качестве аппроксимирующей функции для описания экспериментальной функции возбуждения, представленной в работе [5] и на рис.2. Варьируемые параметры:

$$|m_{ij}|, |a_{ij}|, \arccos \frac{(ma)_{ij}}{|m_{ij} a_{ij}|}, E^{J\pi}, \Gamma^{J\pi}$$

и коэффициенты при различных степенях энергии. Общее число параметров колебалось от 19 (для s -нейтронного порога) до 21 (для p -нейтронного порога).

3.2. Численный анализ функции возбуждения. Целью анализа экспериментальных данных является ответ на два вопроса: 1) сколько уровней составного ядра ${}^{10}\text{Be}$ находится в исследуемой пороговой области $E_t = 5,4 + 5,95$ МэВ и 2) каковы их квантовые характеристики и, в первую очередь, четности. Ответ может дать анализ экспериментальных данных по методу наименьших квадратов (МНК) с помощью аппроксимирующей функции (16) с одним или двумя резонансными матричными элементами $M^{J\pi}$ со всевозможными комбинациями четностей.

В предположении существования двух уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$ вблизи порога анализировались три возможные ситуации:

$$1) \pi_1 = \pi_2 = -; \quad 2) \pi_1 = -, \pi_2 = +, \quad 3) \pi_1 = \pi_2 = +. \quad (17)$$

В случаях с одинаковыми четностями не анализировались ситуации с $J_1 = J_2$, когда должны наблюдаться интерференционные эффекты двух резонансов согласно формуле (12). В эксперименте интерференция не наблюдалась.

Результаты анализа трех ситуаций (17) представлены в табл.1.

Из анализа можно установить следующие факты: 1) один резонанс лежит всегда слева от нейтронного порога $E_{qn} = 5,649$ МэВ, а второй — справа, независимо от четности резонансов, 2) резонанс с отрицательной

Таблица 1. Характеристики двух уровней составного ядра ^{10}Be в области энергий $E_i = 5,4 \div 5,95$ МэВ в л.с.к. $E^{(j)}$ и $\Gamma^{(j)}$ — резонансные энергии и ширины для состояний с моментом $j = 1, 2$. Все энергетические величины приведены в МэВ

π_1, π_2	Число параметров	χ^2	$E^{(1)}$	$\Gamma^{(1)}$	$E^{(2)}$	$\Gamma^{(2)}$	$\sqrt{2J_1+1} a_{p,t}^{(1)}$	$a_{n,t}^{(1)}$	$\sqrt{2J_2+1} a_{p,t}^{(2)}$	$a_{n,t}^{(2)}$
--	19	127,5	5,595	0,114	5,687	0,086	0,019	0,020	0,023	0,059
+-	21	238,3	5,326	1,220	5,651	0,083	0,810	0,100	0,023	0,169
++	21	337,9	5,250	1,578	5,695	0,080	1,099	0,034	0,011	0,291

четностью, если он есть, лежит всегда выше порога, 3) положение второго резонанса во всех случаях различается несущественно, а именно в пределах 40 кэВ, что можно отнести на счет толщины мишени, составлявшей более 20 кэВ, и погрешности в определении энергии резонанса, 4) ширины второго резонанса практически совпадают. Относительно резонанса ниже порога можно говорить о принципиальном различии характеристик при различных четностях. Для проверки согласия трех теоретических гипотез с эмпирическими данными использовался F -критерий [55]:

$$F_{21} = \frac{\chi^2(f_2)}{f_2} / \frac{\chi^2(f_1)}{f_1} = 1,87; \quad F_{31} = \frac{\chi^2(f_3)}{f_3} / \frac{\chi^2(f_1)}{f_1} = 2,66. \quad (18)$$

Здесь f — число степеней свободы χ^2 -распределения. Из таблицы квантилей F -распределения [55] находим, что второй и третий варианты (17) отвергаются с вероятностью более 99%.

Предположим теперь, что в исследуемом энергетическом интервале $E_i = 5,4 \div 5,95$ МэВ имеет место один уровень ядра ^{10}Be . Попытаемся определить его четность путем сравнения двух гипотез: 1) уровень имеет отрицательную четность, 2) четность уровня положительна. Аппроксимация экспериментальных данных [5] функцией (16) с одним резонансным матричным элементом соответствующей четности по МНК дала результаты, представленные в табл.2 в первых двух строках. Сравнение по F -критерию дает $F_{21} = 1,6$. Этот результат означает, что гипотеза об отрицательной четности в одноуровневом описании принимается с вероятностью более 95%.

Сравним теперь наиболее вероятные гипотезы в двухуровневом и одноуровневом описаниях для получения ответа на вопрос: сколько уровней ядра ^{10}Be в интервале энергий $E_i = 5,4 \div 5,95$ МэВ. Из первых строк табл.1

Таблица 2. Параметры одного резонанса ядра ^{10}Be в области порога. Энергетические величины даны в МэВ в л.с.к.

N	Число эксп.точек	Четность уровня	χ^2	Число параметров	$E^{(1)}$	$\Gamma^{(1)}$
1	99[5]	(-)	332,6	13	5,725	0,146
2	99[5]	(+)	526,9	15	5,538	0,094
3	135[20]	(-)	1382	13	5,685	0,146
4	135[20]	(+)	1818	15	5,715	0,117

и 2 находим $F_{21} = 2,62$. Из таблиц квантилей следует, что с вероятностью более 99% число уровней равно двум. Четности обоих уровней определены ранее: они отрицательные.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных получен ответ на оба вопроса. А как относиться к более поздним экспериментальным данным [20], полученным в импульсном режиме? Аппроксимация их функцией (16) в одноуровневом описании дала результаты, приведенные в табл.2 в третьей и четвертой строках. Очевидна близость результатов аппроксимации экспериментальных данных [20] и [5], что позволяет говорить об их адекватности. Однако попытка описания данных [20] в двухуровневом варианте не увенчалась успехом по причине разброса точек ниже нейтронного порога. В дальнейшем будем полагать установленным тот факт, что вблизи нейтронного порога имеют место два уровня с отрицательными четностями и с параметрами, указанными в первой строке табл.1. Кроме того, в численном анализе этого варианта получены соотношения для приведенных нерезонансных амплитуд:

$$\sqrt{2J_1 + 1} |m_{pt}^{(J_1)}| = 0,0662; \sqrt{2J_2 + 1} |m_{pt}^{(J_2)}| = 1,19; l = 0, s = J. \quad (19)$$

Из них можно попытаться сделать оценку полных моментов J_1 и J_2 , хотя строгое их определение из интегрального сечения невозможно. Так как спины ядер ^7Li , ^9Li в основном состоянии, а также ядра $^9\text{Be}^*$, образующегося в нейтронном пороговом канале, равны $3/2$, а четности их отрицательны, то во всех трех рассматриваемых каналах полный момент при $l = 0$ принимает два значения: $J = 1, 2$.

Из-за большого количества открытых каналов с различными квантовыми характеристиками можно ожидать, что два однотипных нерезонансных состояния в одном и том же канале дадут сравнимый вклад. Мы не располагаем данными, достаточными для определения вклада всех остальных каналов, кроме p -канала, чтобы воспользоваться соотношением унитар-

Таблица 3. Характеристики спинового дублета уровней ядра ^{10}Be вблизи порога $E_q = 21,205$ МэВ распада $^{10}\text{Be} \rightarrow n + ^9\text{Be}$ ($I^\pi = \frac{3^-}{2}, T = \frac{3}{2}$, $E_x = 14,3922$ МэВ)

E_x , МэВ	$J^{(\pi)}, T$	Γ , кэВ	$(\gamma_n^J/\gamma_p^J)^2$
$21,168 \pm 0,050$	$(1)^-, 2$	80 ± 45	$3,324(5,540)$
$21,232 \pm 0,018$	$(2)^-, 2$	60 ± 40	$32,902(19,741)$

ности, которому удовлетворяет матрица столкновений. Из условия сравнимости амплитуд (19) находим

$$J_1 = 1, J_2 = 2. \tag{20}$$

Таким образом, уровню ядра ^{10}Be , лежащему ниже порога, приписывается момент 1, а уровню выше порога — момент 2. В дальнейшем будем пользоваться этой оценкой, хотя она не является надежной. Однако она существенно не влияет на наши дальнейшие расчеты и выводы.

Найдем отношение приведенных нейтронной и протонной парциальных ширин из резонансных амплитуд в табл.1:

$$\left(\frac{\gamma_n^{1-}}{\gamma_p^{1-}}\right)^2 = 3,324(5,540); \quad \left(\frac{\gamma_n^{2-}}{\gamma_p^{1-}}\right)^2 = 32,902(19,741). \tag{21}$$

В скобках приведены результаты для случая, обратного (20), т.е. когда подпороговый уровень имеет момент 2, а надпороговый — момент 1. При переходе через порог очевиден сильный рост нейтронной моды движения (в обоих случаях). Подведем итоги исследования вблизи порога уровней ядра ^{10}Be . Оба уровня обладают ширинами менее 100 кэВ в с.д.и., и на этом основании им можно приписать изоспин $T = 2$. Характеристики этих уровней приведены в табл.3. Для оценки парциальных ширин можно предположить, что $\gamma_t^J = \gamma_p^J$, что весьма вероятно в силу значительной удаленности порогов каналов t и p от нейтронного порога. Тогда из табл.1 находим:

$$\begin{aligned} (\gamma_t^J)^2 \approx (\gamma_p^J)^2 \approx 10 \text{ кэВ}, \quad (\gamma_n^{2-})^2 = 336 \text{ кэВ}, \quad (\gamma_n^{1-})^2 \approx 38 \text{ кэВ}, \\ \Gamma_t^J \approx 20 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_p^J \approx 8 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n^{2-} \approx 28 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n^{1-} = 0. \end{aligned} \tag{22}$$

Из приведенных парциальных ширин следует, что все моды движения являются коллективными, за исключением нейтронной моды в надпорого-

вом уровне 2^- , где парциальная ширина $(\gamma_n^2)^2$ близка к одночастичной. Это состояние ядра ^{10}Be представляет собой остов из $^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ) и слабосвязанный нейтрон.

Оба уровня в оболочечно-модельной теории представляются конфигурацией $1s^4 1p^5 2s$ с нарушенной последовательностью заселения.

4. АНАЛОГОВЫЙ ПРОГНОЗ СВОЙСТВ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li

Определенные из экспериментальных данных [5] уровни ядра ^{10}Be представляют нижайшие состояния с $T=2$, т.е. являются аналогами основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li (а также ^{10}N). Воспользуемся изобарическими мультиплетными массовыми уравнениями (ИММЕ) и систематикой энергий кулоновской перестройки [28] для экстраполяции характеристик уровней с $T=2$ известных ядер ^{10}B и ^{10}Be на слабоизученные ядра ^{10}Li , ^{10}C , ^{10}N . Массовое уравнение представляет собой выражение (1). Коэффициент a включает среднюю кулоновскую энергию для данного изобарического мультиплета. Он равен дефекту массы ядра ^{10}B плюс энергия возбуждения первого уровня с $T=2$. Согласно [56]:

$$a(A=10, T=2) = [12,051 + (23,1 \pm 0,1)] \text{ МэВ} = (35,151 \pm 0,1) \text{ МэВ}. \quad (23)$$

Коэффициент b получен в [28] подгонкой по экспериментальным данным:

$$b(A, T) = (-0,7335 A^{2/3} + 1,771) \text{ МэВ} = -1,6336 \text{ МэВ}. \quad (24)$$

Коэффициент c определялся из линейной зависимости отношения $-\frac{b}{c}$ от A для $T=3/2$ и 2:

$$-\frac{b}{c} = 0,97A - 4,33; \quad c = 0,304 \text{ МэВ}. \quad (25)$$

Массовое уравнение (1) с коэффициентами (23)—(25) с точностью до нескольких десятков кэВ описывает массы всех членов мультиплета с $A=10$, $T=2$. Для вычисления положения уровней спинового дублета (1^- , 2^-) в ядре ^{10}Li необходимо найти энергии кулоновской перестройки ΔE_c для пар соседних ядер $^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Li}$ и $^9\text{Be} \rightarrow ^9\text{Li}$. Для последней пары имеется экспериментальное значение [28], которым и воспользуемся:

$$\Delta E_c(A=9, T=3/2, T_Z=1/2 | T_Z=3/2) = 1,569 \text{ МэВ}. \quad (26)$$

Для пары ядер $^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Li}$ энергия кулоновской перестройки определяется из двух уравнений (5), (6):

$$\Delta E_c(A=10, T=2, T_Z=1 | T_Z=2) = 1,444 \text{ МэВ}. \quad (27)$$

Значение энергии кулоновской перестройки (27) будет использоваться для экстраполяции подпорогового уровня 1^- ядра ^{10}Be , а значение ΔE_c (26) — для экстраполяции надпорогового уровня 2^- , поскольку ядро ^{10}Be в этом состоянии имеет структуру “возбужденный остов $^9\text{Be}^*$ плюс слабосвязанный нейтрон”. Для целей экстраполяции используем соотношение (4). Дефекты масс ядра ^{10}Be для спинового дублета 1^- и 2^- :

$$J^\pi = 1^-; \Delta M c^2 = (12,607 + 21,168) \text{ МэВ} = 33,775 \text{ МэВ}, \quad (28)$$

$$J^\pi = 2^-; \Delta M c^2 = (12,607 + 21,232) \text{ МэВ} = 33,839 \text{ МэВ}. \quad (29)$$

Подставляя эти значения и энергии кулоновской перестройки (27) и (26) в уравнение (4), найдем дефекты масс ядра ^{10}Li для рассматриваемого дублета:

$$J^\pi = 1^-; \Delta M(^{10}\text{Li})c^2 = (33,775 - 1,444 + 0,782) \text{ МэВ} = 33,113 \text{ МэВ}, \quad (30)$$

$$J^\pi = 2^-; \Delta M(^{10}\text{Li})c^2 = (33,839 - 1,569 + 0,782) \text{ МэВ} = 33,052 \text{ МэВ}. \quad (31)$$

В ядре ^{10}Li уровни спинового дублета поменялись местами: уровень 2^- является основным состоянием ядра ^{10}Li , уровень 1^- — первым возбужденным с энергией 61 кэВ. Если для экстраполяции уровня 2^- ядра использовать значение энергии кулоновской перестройки (27), как и для уровня 1^- , то получим дефект масс

$$J^\pi = 2^-; \Delta M(^{10}\text{Li})c^2 = 33,177 \text{ МэВ}. \quad (32)$$

Тем самым определены нижняя (31) и верхняя (32) границы ΔM нахождения уровня 2^- в ядре ^{10}Li . Так как ядро ^{10}Li нейтронно-нестабильно, то, вероятнее всего, его основное состояние определяется нижней границей. Найдем энергию отделения нейтрона S_n от ядра ^{10}Li по формуле

$$S_n(A, Z) = (M(A-1, Z) + M_n - M(A, Z))c^2, \quad (33)$$

где $M_n = 1,008665 \text{ а.е.м.} = 939,508 \text{ МэВ}$ — масса нейтрона. Энергия отделения нейтрона от ядра ^{10}Li , находящегося в основном 2^- и первом возбужденном 1^- состояниях, равна

$$\begin{aligned} J^\pi = 2^-, S_n &= -27 \text{ кэВ}, \\ J^\pi = 1^-, S_n &= -88 \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (34)$$

Наши расчеты энергии нижайших уровней ядра ^{10}Li базируются на систематике характеристик состояний известных легких ядер. Оценку ширин

уровней 2^- , 1^- спинового дублета в ядре ^{10}Li можно получить из оцененных приведенных парциальных ширин этого же дублета в ядре ^{10}Be , предполагая их чистыми по изоспину $T = 2$ (22):

$$(\gamma_n^{2^-})^2 = 0,336; (\gamma_n^{1^-})^2 = 0,040.$$

Так как распад ядра ^{10}Li с двух нижайших уровней идет по единственному нейтронному каналу, то полная ширина этих уровней равна нейтронной ширине:

$$\Gamma^J = \Gamma_n^J = 2|Z_n|(\gamma_n^J)^2,$$

где $|Z_n| = k_n R$, R — радиус ядра ^{10}Li . Оценим радиус ядра ^{10}Li по параметрам b и c в предположении однородной заряженной сферы [28]:

$$R(b) = \frac{0,6(A-1)q^2}{\Delta_{nH} - b} = 3,2 \text{ фм},$$

$$R(c) = \frac{0,6q^2}{c} = 2,84 \text{ фм},$$

где q — заряд электрона.

Для $R = 3$ фм

$$\Gamma_n^{2^-} = 68,5 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_n^{1^-} = 14,5 \text{ кэВ}.$$

Подведем итоги для вычисленных характеристик уровней ядра ^{10}Li в табл.4.

Таблица 4. Характеристики основного и первого возбужденного состояний ядра ^{10}Li

E_x , МэВ	$J^{(\pi)}, T$	$\Gamma = \Gamma_n$, кэВ	γ_n^2 , кэВ	$-S_n$, кэВ
g.s.	$2^-, 2$	68	336	27
0,061	$1^-, 2$	14	40	88

5. СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ ПРОГНОЗИРОВАННЫХ УРОВНЕЙ ЯДРА ^{10}Li С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ И МОДЕЛЬНЫМИ РАСЧЕТАМИ

Данные табл.4 не противоречат экспериментам группы Амелина [12] и Мичиганского университета [14]. Пик вблизи максимальной энергии протонов в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ [12] (рис.5) имеет ширину $\leq 0,4$ МэВ и накры-

вает оба уровня дублета 2^- , 1^- ядра ^{10}Li вблизи нуля энергии. Энергия этого пика $(0,15 \pm 0,15)$ МэВ относительно нейтронного порога $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$. Смещение резонанса в сторону больших энергий возбуждения ^{10}Li по отношению к дублету 2^- , 1^- может быть объяснено существованием других уровней ядра ^{10}Li в интервале энергий $0 \div 0,4$ МэВ выше нейтронного порога. Действительно, в работе Болена и др. [16] в реакции $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ при $E_{\text{лаб}} = 336$ МэВ и в реакции $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ при $E_{\text{лаб}} = 337$ МэВ обнаружены уровень 1^+ при энергии $(-0,42 \pm 0,05)$ МэВ с шириной $(0,15 \pm 0,07)$ МэВ и уровень 2^+ при энергии $(-0,80 \pm 0,08)$ МэВ с шириной $(0,30 \pm 0,10)$ МэВ, соответствующий уровню, обнаруженному в работе [8]. Таким образом, резонанс $0 \div 0,4$ МэВ в работе [12] накрывает, возможно, три (2^- , 1^- , 1^+), а может, и четыре (2^- , 1^- , 1^+ , 2^+) нижайших уровня ядра ^{10}Li .

Обратим внимание на результаты работы группы Янга и др. [14]. Верхняя граница спектра импульсов ^8B в реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ ($E_{\text{лаб}} = 130$ МэВ) имеет два узких пика (см. рис.6), центроид которых находится в области энергии относительно порога нейтронного распада ≥ -100 кэВ, и ширина этого дублетного образования оценивается $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ. Эти данные очень хорошо согласуются с результатами наших расчетов (см. табл.4). Второе мощное образование на рис.6, которому авторы приписали энергию над порогом нейтронного распада (-538 ± 62) кэВ и ширину $\Gamma_{\text{лаб}} = (358 \pm 23)$ кэВ, по-видимому, включает в себя не разрешенный дублет уровней 1^+ , 2^+ , обнаруженный в работе [16]. В работе Болена и др. [16] в спектрах реакций $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ (см. рис.7), и $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ (рис.8) вблизи нулевой энергии возбуждения E_x ядра ^{10}Li обнаруживается по одному мощному пику, каждый из которых накрывает по крайней мере четыре нижайших уровня ядра ^{10}Li , представляющих две пары дублетных уровней с отрицательной (2^- , 1^-) и положительной (1^+ , 2^+) четностями. В единственной экспериментальной работе Янга и др. [14] эти две пары уровней разрешены. В работах Амелина и др. [12] и Болена и др. [16] обе пары уровней содержатся в одном пике, и разделение их на группы (2^- , 1^-) и (1^+ , 2^+) представляется достаточно трудной задачей. Экспериментальные данные RIKEN [13], по-видимому, в значительной мере подтверждают наши результаты и согласуются с данными работы [16]. Экспериментальные данные [15] малоинформативны, тем не менее эти данные согласуются с нашими результатами. В свете сказанного следует пересмотреть интерпретацию экспериментальных данных работы [8]. Обнаруженный в реакции $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ при энергии $(0,80 \pm 0,25)$ МэВ над порогом распада

да $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$ пик с шириной $\Gamma = (1,2 \pm 0,3)$ МэВ представляет не что иное, как образование, включающее в себя по крайней мере четыре уровня $2^-, 1^-$ и $2^+, 1^+$ ядра ^{10}Li .

При внимательном рассмотрении этого образования (см. рис.4) на его высокоэнергетическом склоне вблизи нейтронного порога можно видеть «ступень», возвышающуюся над фоном, которую можно расценить как вклад от дублета уровней ($2^-, 1^-$), не разрешенного экспериментально. Основная часть пика, по-видимому, описывает дублет уровней ($1^+, 2^+$), также не разрешенный. Число последних уровней должно быть не менее двух, чтобы объяснить вариации положения и ширины этого мощного пика в различных реакциях, исследованных в работах [8,12—16]. Влиянием уровней ($2^-, 1^-$) на форму и положение резонанса, за исключением его высокоэнергетического “хвоста”, как следует из работы [14] (см. рис.6), скорее всего, можно пренебречь. Если быть более последовательным, то в пяти наборах экспериментальных данных [8,12,14,16] (см. рис.4—8) следует сделать вычитание вклада уровней ($2^-, 1^-$), используя данные работы [14], чтобы «очистить» пик от этих уровней, а затем очищенный пик проанализировать с помощью суммы двух пиков с целью определения положения и ширины дублета уровней ($1^+, 2^+$). Вероятно, потребуются эксперименты с большей разрешающей силой. Речь о них пойдет в конце обзора. Сравним наши расчеты с теоретическими предсказаниями свойств уровней ядра ^{10}Li в других работах [9,10,26,27,52]. Видимо, в работе [9] впервые было обращено внимание на возможность аномального заселения уровней в нейтронно-обогащенных ядрах. В ядре ^{10}Li , имеющем 7 нейтронов, несмотря на недостаточное количество нейтронов для полного заселения уровней $1s$ - и $1p$ -оболочек, последний, седьмой, нейтрон может занять уровень $2s$ как более выгодный энергетически. В результате такой инверсной заселенности основное состояние ядра ^{10}Li будет иметь аномальную отрицательную четность вместо нормальной положительной. Этот вывод был сделан по известным свойствам ядра ^{11}Be , основное состояние которого имеет аномальную положительную четность ($1/2^+$) вместо нормальной отрицательной.

Конфигурация основного состояния $^{11}\text{Be } 1s^4 1p^6 2s$, и структура представляет собой остов ^{10}Be в основном состоянии плюс $2s$ -нейтрон. Состояние ^{11}Be нижней нормальной четности $1/2^-$ с конфигурацией $1s^4 1p^7$ лежит при энергии 0,32 МэВ (см. рис.10). Для ядер с $N = 7$ и $Z > 4$ нижайшие уровни с нормальной четностью лежат ниже уровней с аномальной четностью, причем с ростом Z расстояние по энергии возрастает (см. рис.10). В области ядра ^{11}Be впервые происходит перекрещивание уровней, и основ-

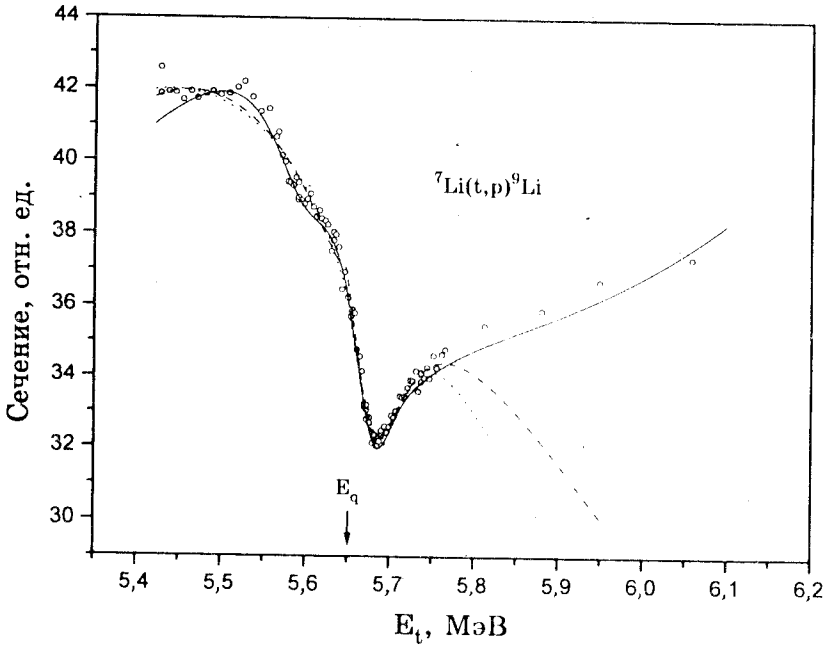


Рис.9. Экспериментальные данные по сечению (ooo) реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ [20] вблизи первого порога реакции ${}^7\text{Li}(t, n){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) и аппроксимация их на основе теории пороговых явлений, в предположении, что в пороговой области имеют место два состояния ядра ${}^{10}\text{Be}$ с четностями в трех возможных вариантах: (-, -) — сплошная линия; (+, -) — пунктирная линия; (+, +) — точечная линия

ное состояние имеет аномальную четность. Экстраполяция этой последовательности ядер в область $Z < 4$ для ядра ${}^{10}\text{Li}$ реализована в наших расчетах, которые дали основному состоянию спин и аномальную четность (2^-) с конфигурацией $1s^4 1p^5 2s$ и структурой в виде ${}^9\text{Li}$ в основном состоянии плюс $2s$ -нейтрон. Все это, кроме энергии уровня и спина 2, который не указан в работе [9], соответствует предсказаниям авторов [9]. Относительно нижайшего уровня нормальной четности можно сказать, что, согласно оболочечно-модельным расчетам, проведенным в работах [11] и [10] в $(0+1)\hbar\omega$ -модельном пространстве, спин и четность равны 1^+ , а энергия, в свете сказанного выше об экспериментальных данных в реакциях с образованием ядра ${}^{10}\text{Li}$, определена не вполне надежно. Будем использовать значение $E(1^+) = 0,42$ МэВ от нейтронного порога, полученное в работе [16].

Интервал по энергии между уровнями 2^- и 1^+ составляет $0,42-0,027$ МэВ $\cong \cong 0,39$ МэВ, т.е. он вырос по сравнению с интервалом между нижайшими уровнями с аномальной и нормальной четностями в соседнем справа ядре ^{11}Be . Таким образом, наблюдается тенденция удаления этих уровней друг от друга при $Z \leq 4$, как и при $Z > 4$ после их перекрещивания.

Используя рассматриваемую систематику, попытаемся прогнозировать свойства следующего ядра с $N = 7$ и $Z = 2$. Можно предположить, что основное состояние ^9He имеет спин и четность $1/2^+$ с конфигурацией $1s^4 1p^4 2s$. Структура основного состояния есть $^8\text{He}(0^+)$ плюс $2s$ -нейтрон. Уровни нуклонно-нестабильного ядра ^9He изучались в реакциях $^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+)^9\text{He}$ [57] и $^9\text{Be}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^9\text{He}$ [58]. Дефект массы $\Delta M = 40,94(10)$ МэВ определен в [58] по пику с энергией $1,27$ МэВ от порога S_n нейтронного распада и шириной $\Gamma \approx 1$ МэВ. В работе [57] энергия пика несколько ниже, т.е. ближе к нейтронному порогу: $(1,13 \pm 0,10)$ МэВ. Орбитальный момент нейтрона, рассчитанный по R -матричной теории, с наибольшей вероятностью дает значение $l = 1$ [59]. Из совокупности перечисленных данных следует, что рассматриваемое резонансное образование, как и в реакциях с образованием ^{10}Li , представляет собой конгломерат нескольких уровней ядра ^9He как нормальной ($-$), так и аномальной ($+$) четностей с преобладающей интенсивностью уровня (или уровней) отрицательной четности. Вклад основного состояния аномальной четности ($+$) по систематике ядер с $N = 7$ (рис.10), по-видимому, содержится в "ступени" низкоэнергетического по энергии возбуждения края рассматриваемого пика. Принимая во внимание тенденцию расхождения нижайших уровней аномальной и нормальной четностей при $Z \leq 4$, получаем, что для ядра ^9He оценка интервала по энергии для этих уровней составит $\approx 0,5$ МэВ. Следовательно, основное состояние ядра ^9He будет находиться выше порога нейтронного распада $^9\text{He} \rightarrow ^8\text{He} + n$ на $\approx 0,8$ МэВ (см. рис.11), что соответствует дефекту масс $\Delta M \approx 40,4$ МэВ. Состояние ядра ^9He нормальной четности ($-$) с энергией $1,27$ МэВ над порогом нейтронного распада, по-видимому, является нижайшим возбужденным состоянием отрицательной четности. Вероятно, что энергии основного $1/2^+$ и упомянутого выше нижайшего состояния $1/2^-$ нормальной четности будут подвергнуты уточнению после выяснения вопроса о количестве уровней обеих четностей, накрываемых ближайшим к нейтронному порогу резонансом (см. рис.11).

Предсказанное нами основное состояние ядра ^9He отсутствует в работах [58,59], хотя вычислено по их экспериментальным данным на основе систематики ядер с $N = 7$ (рис.10). Продолжим эту систематику, предпола-

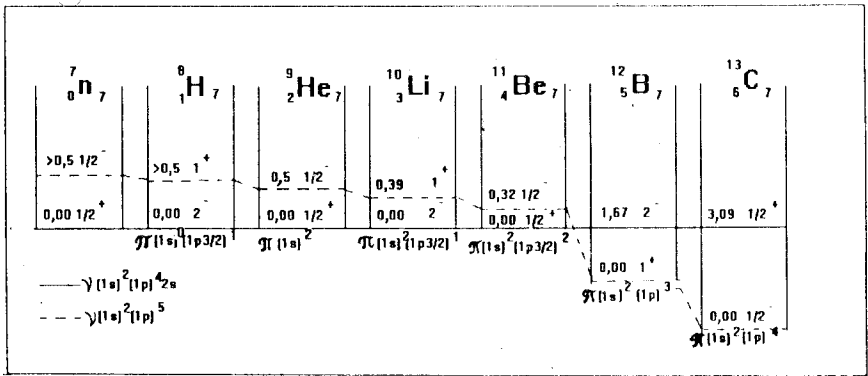


Рис.10. Систематика легких ядер для $N = 7$ и $Z = 0-6$. В качестве оси абсцисс принята энергия нижайшего состояния с аномальной четностью. Линия нижайших состояний «нормальной» (---) четности пересекает ось абсцисс между $Z = 4$ и 5

гая ее справедливость до $Z = 0$, с целью предсказания свойств ядер 8H и 7n . Основное состояние ядра 8H имеет изоспин $T = 3$. Аналоговые состояния с таким высоким изоспином для ядер $A = 8$ экспериментально не исследованы. Теоретические расчеты также отсутствуют, поэтому нет другой опоры, кроме систематики. Согласно ей основное состояние ядра 8H имеет спин и четность 2^- , конфигурацию $(\pi 1p^3/2, \nu 2s^1/2)$, т.е. единственный протон ядра под действием сил спаривания с нечетным $2s$ -нейтроном покинул $1s$ -оболочку и перешел в $1p$ -оболочку на уровень $3/2^-$. Этот неожиданный эффект можно объяснить стремлением системы увеличить энергию связи нуклонов, чтобы скомпенсировать частично избыток массы нейтронов в ядре. Если в ядре 9He оба протона остаются, по-видимому, на $1s$ -оболочке, то в ядре 8H , где $N/Z = 7$, происходит новое качественное изменение в заполнении оболочек.

Структуру ядра 8H можно прогнозировать, исходя из его конфигурации. В качестве дополнительных критериев используется принцип Паули, родство волновых функций нуклонов одной оболочки и силы спаривания между нечетными нуклонами. С помощью этих критериев структура основного состояния ядра 8H может быть представлена как ядро ${}^6H(1p^5 2s)$ плюс динейтрон ${}^2n(1s^2)$ или как ядро ${}^4H[1p^3 2s]$ плюс два динейтрона: ${}^2n(1s^2)$ и ${}^2n(1p^2)$. Распад основного состояния возможен с испусканием от одного до пяти нейтронов. Определить дефект масс пока не представляется возможным. Относительно нижайшего уровня нормальной четности можно предсказать

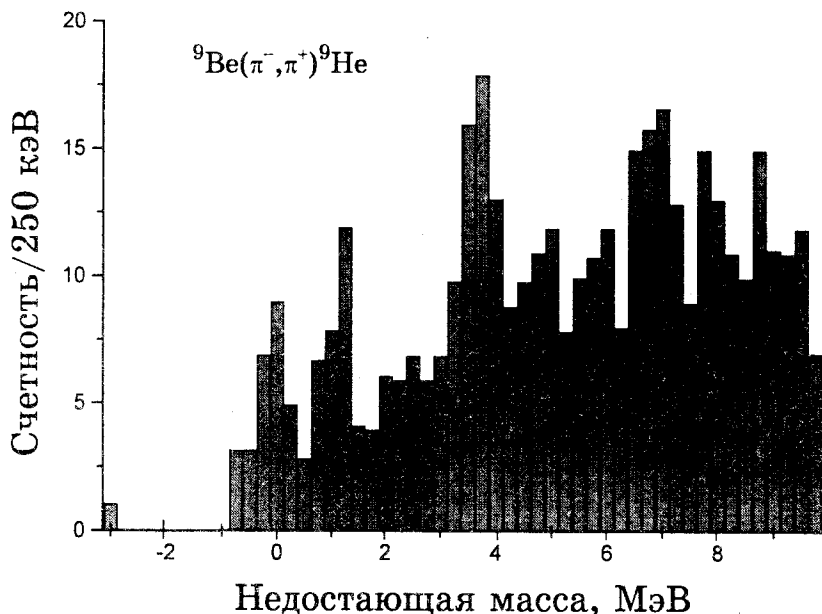


Рис.11. Спектр недостающей массы в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, \pi^+){}^9\text{He}$ для энергии пионов 180 МэВ [57] и угла 15° в л.с.к. Дефект массы ${}^9\text{He}$ равен $(1,13 \pm 0,10)$ МэВ. Пики отвечают энергиям возбуждения 0; 1,2; 3,8 и 7,0 МэВ

по систематике его спин и четность, равные 1^+ , и интервал по энергии над основным состоянием $> 0,5$ МэВ. Прогноз свойств ядра ${}^7\text{n}$ еще более скромный. Основное состояние с изоспином $T=7/2$ имеет спин и четность $1/2^+$. Конфигурация представляется схемой $(1s)^2(1p)^42s$. Распад возможен с испусканием от одного до 7 нейтронов. Дефект масс неизвестен. Нижайшее состояние нормальной четности $1/2^-$ имеет, по-видимому, конфигурацию $(1s)^2(1p)^5$.

В заключение этого раздела сравним полученные нами свойства ядра ${}^{10}\text{Li}$ с теоретическими расчетами [10,11,21,26,52,60]. Все оболочечно-модельные вычисления [10,11,52,60] дают основное состояние нормальной четности (+). Отличие состоит только в значениях энергии связи и спина (1 или 2). Значение спина зависит от варианта модели, а энергию связи модель оболочек предсказать не может в силу обстоятельств, обсуждаемых в методе гиперсферических функций (разд.2). В работах [52,60] энергия связи описывается с точностью 0,1 МэВ за счет специально разработанной

математической схемы (см. разд.2), где результаты подгоняются под экспериментальные данные. Энергия связи предсказана для ядра ^{10}Li с точностью 0,2 МэВ с помощью эмпирического соотношения Гарви — Келсона [21]. В работе [26] энергия связи и четность основного состояния ядра ^{10}Li хорошо описываются через экспериментальное значение нижайшего уровня $T=2$ стабильного ядра ^{10}B с использованием изобарического массового уравнения IMME [28].

Относительно прогнозируемых нами свойств ядра ^9He расчеты по модели оболочек дали отрицательную четность для основного состояния $(1/2^-)$ [10,52,60] и нуклонную нестабильность.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Подведем итоги обзора и сделаем выводы.

1. В настоящее время известно около десятка экспериментальных работ, посвященных исследованию ядра ^{10}Li . В них достаточно надежно установлено, что ядро нестабильно к распаду $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$ с энергией распада основного состояния меньше 1 МэВ. Обнаружено несколько состояний ядра ^{10}Li , энергии, ширины, спины и четности которых твердо не были установлены до сих пор. Существовали различные мнения, в том числе противоречивые, по поводу характеристик уровней. В действительности оказалось, что одни данные [4,5,14,20] не противоречат другим [8,16,59], а меняется лишь их интерпретация. Наблюдаемое широкое образование [8,12,16,20,59] вблизи нейтронного порога включает в себя не менее четырех состояний ядра ^{10}Li : дублет $2^-(g.s.)$, 1^- и дублет 1^+ , 2^+ . В работе [14] в спектре эти два дублета хорошо разделены. Более того, уровни дублета 2^- и 1^- также имеют очевидное разделение (см. рис.6). Их свойства установлены в настоящей работе путем анализа экспериментальных данных [4,5]. Свойства уровней дублета 1^+ , 2^+ до конца не выяснены: необходимо повысить разрешающую силу в экспериментах всех типов.

2. Теоретико-модельные методы расчета обладают недостаточной точностью для надежного предсказания свойств нейтронно-обогащенных ядер. Эти методы (в том числе модель оболочек) разрабатывались для описания свойств ядер в области $N \approx Z$ и оказались мало пригодными для экзотических ядер. По-видимому, следует ввести в гамильтониан уравнения Шредингера зависимость от избытка числа нейтронов или различные массы для нейтронов и протонов.

Высокой точностью в расчетах и в предсказании обладают полуэмпирические формулы масс [21,28,29], основанные на систематике атом-

ных ядер (точность вычислений меньше 0,1 МэВ). Мощным инструментом в анализе экспериментальных данных [4,5] показала себя безмодельная теория пороговых явлений [17—19,33,34]. Результаты этого анализа дали ответ на ключевые вопросы о четности, энергии, ширине и структуре состояний $T=2$ ядра ^{10}Be , аналоговых по отношению к основному и первому возбужденному состояниям ядра ^{10}Li . Экстраполяция свойств аналоговых уровней на свойства уровней ядра ^{10}Li проведена посредством массовых уравнений изобарического мультиплета (IMME) [28].

Безмодельный метод гиперсферических функций (K -гармоник) [46,61], могущий претендовать на сколь угодно высокую точность расчетов, ограничен, с одной стороны, техническими возможностями вычислительных машин, а с другой — принципиальными трудностями в описании взаимодействия между нуклонами с помощью потенциальных сил. Попытки обойти эти трудности путем введения дополнительного базиса с быстрой сходимостью к урезанному гиперсферическому базису и варьирования двухчастичного реалистического потенциала [51,52,60] не дали, на наш взгляд, и не могли дать желаемого результата. Широко применяемый в анализе ядерных реакций R -матричный метод в основе своей является точным (безмодельным) [39]. Однако сложность метода вынуждает идти на упрощения или модельные ограничения, что ведет к неконтролируемым погрешностям в расчетах. Поэтому к результатам R -матричного анализа (например, в определении орбитальных моментов резонанса [59]) следует относиться осторожно. Отметим тот факт, что в настоящее время нейтронно-избыточные ядра изучаются вблизи порога нейтронного распада, где теория пороговых явлений [19] несравненно эффективней любой другой теории. Применение ее в анализе экспериментальных данных быстрее приведет к успеху.

3. Аналоговые состояния ядра ^{10}Be с $T=2$, соответствующие уровням ядра ^{10}Li , обнаружены в реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ вблизи нейтронного порога реакции $^7\text{Li}(t, n)^9\text{Be}^*$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$) благодаря гигантской пороговой аномалии в интегральном сечении. Теперь мы знаем, что соответствующие им уровни в ядре ^{10}Li возбуждаются довольно слабо в реакциях “скальвания”, и их можно обнаружить лишь при знании местоположения (см. рис.4—8). Следовательно, обнаружение и изучение уровней экзотических ядер и их аналогов в изобарических мультиплетах требует большой тщательности и внимания, а также применения методов исследования высокой разрешающей силы. Наличие близко лежащего нейтронного порога сильно облегчает теоретический анализ по двум причинам: 1) взаимодействие уровня и порогового состояния значительно усиливает пороговый эффект, 2) может быть применена (безмодельная) теория пороговых явлений (ТПЯ), обладающая высокой эффективностью в этих ситу-

ациях. ТПЯ дает возможность определить четность состояния, его энергию и полную ширину, вычислить или оценить парциальные ширины, найти вклад нерезонансных процессов и определить связь каналов реакции. Естественно, что получить такое обилие информации можно лишь при малых погрешностях эксперимента $\approx 1\%$, достаточном количестве экспериментальных точек в области порога $kR < 1$ (число точек больше числа теоретических параметров) и высоком разрешении по энергии $\Delta E \approx 10$ кэВ.

Относительно свойств первых двух уровней ядра ^{10}Li (основного и первого возбужденного), исследованных в настоящей работе с помощью ТПЯ по аналоговым уровням ядра ^{10}Be , можно сказать следующее: их четность отрицательна с вероятностью больше 99%, спины равны 2 и 1. Последовательность спинов из данных по интегральному сечению строго установить нельзя, данные теоретического анализа по абсолютным значениям нерезонансной части амплитуд позволили установить наиболее вероятную последовательность: 2^- — основное состояние ядра ^{10}Li , 1^- — первое возбужденное. Энергия основного состояния — $(0,027 \pm 0,027)$ МэВ над порогом распада $^{10}\text{Li} \rightarrow ^9\text{Li} + n$. Энергия первого возбужденного состояния — $(0,088 \pm 0,043)$ МэВ. Оценки нейтронных ширин составляют, соответственно, 68 и 14 кэВ. Они получены из предположения о равенстве приведенных парциальных ширин для тритонов и протонов в реакции $^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$ вблизи нейтронного порога. Отношение нейтронных парциальных ширин составляет $(\gamma_n^{2^-} / \gamma_n^{1^-})^2 \approx 10$.

Квантовые характеристики следующего дублета уровней $1^+, 2^+$ ядра ^{10}Li являются предположительными, они получены из сравнения оболочечно-модельных расчетов [10] и оценок орбитальных моментов [59] пиков по R -матричной теории. Энергии и ширины этих состояний получены путем представления наблюдаемого пика в виде суммы двух резонансов брейт-вигнеровской формы [16,59]. Параметры определялись путем варьирования. Им приписаны значения, отсчитываемые от нейтронного порога $S_n = -(0,42 \pm 0,05)$ МэВ для 1^+ и $S_n = -(0,80 \pm 0,08)$ МэВ для 2^+ . Значения ширин уровней этого дублета не приводятся в [16]. Там же отмечается, что авторы не могут полностью исключить, что конфигурация нейтронов $v2s1/2$ расположена ниже пика, накрывающего дублет уровней $1^+, 2^+$. Они предполагают также, что возможно сокрытие конфигурации $v2s1/2$ под непрерывным спектром из-за слабой силы возбуждения и большой ширины. На самом деле, как мы показали выше, конфигурация аномальной четности возбуждается слабо в двух узких уровнях ^{10}Li вблизи нуля S_n на краю мощного резонанса $1^+, 2^+$. В работе [14] эти два слабых уровня хорошо отделены

ны от состояний с $1^+, 2^+$, их центроид находится при $S_n \geq -100$ кэВ и $\Gamma_{\text{лаб}} < 230$ кэВ. Эти оценки служат хорошим доказательством правильности наших расчетов уровней $2^-, 1^-$. В пользу этого говорят также результаты работы [12], в которой пик шириной ≈ 1 МэВ имеет максимум при энергии 0,15 МэВ, что значительно сдвинуто к нейтронному порогу от центра дублета $1^+, 2^+$. Этот сдвиг можно объяснить тем, что широкий резонанс накрывает оба дублета $2^-, 1^-$, и $1^+, 2^+$, и в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, p)^{10}\text{Li}$ дублет аномальной четности $2^-, 1^-$ возбуждается значительно сильнее, чем в реакции $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ [14] и тем более — в реакциях $^{11}\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$, $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{17}\text{F})^{10}\text{Li}$ [16] и $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$ [8]. Относительно энергетического положения уровней дублета $1^+, 2^+$ добавим следующее. В работе [14] получена энергия центроида этих уровней (538 ± 62) кэВ от нейтронного порога.

Ширина пика, охватывающего эти уровни, равна $\Gamma_{\text{лаб}} = (358 \pm 23)$ кэВ.

Авторы работы утверждают, что если p -волновых состояний в этом резонансе два, то они разделены не более чем на 160 кэВ. Это меньше, чем в работе [16], — 0,38 МэВ. Положение состояний с положительной четностью в [14] не совпадает с данными [16]. В определении положения уровней $1^+, 2^+$ будем полагаться на данные работы [14], где разрешение по энергии приблизительно втрое лучше, чем в [16], и составляет ≈ 70 кэВ по энергии возбуждения ядра ^{10}Li . Приняв за установленный интервал 160 кэВ между уровнями 1^+ и 2^+ и нахождение их центроида при резонансной энергии 538 кэВ, получим $S_n(1^+) = -0,46$ МэВ и $S_n(2^+) = -0,62$ МэВ. Эти значения, как видно, отличаются несущественно от данных [16]. Их мы внесем в схему уровней ядра ^{10}Li (табл.5).

Таблица 5. Уровни ядра ^{10}Li

E_x , кэВ	$J^{(\pi)}, T$	$\Gamma_{\text{с.м.}}$, кэВ	$-S_n$, кэВ	Реакция	Источник
$0,0 \pm 27$	$(2)^-, 2$	68	27	$^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$	здесь
61 ± 43	$(1)^-, 2$	14	88	—''—	—''—
430	$(1)^+, 2$	≈ 200	460	$^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$	[14]
590	$(2)^+, 2$	≈ 200	620	—''—	—''—
2,67 МэВ	$(1,0)^-, 2$	$< 0,5$ МэВ	2,7 МэВ	$^7\text{Li}(t, p)^9\text{Li}$	[62]
4,02 МэВ	$(2)^-, 2$	$0,7 \pm 0,2$ МэВ	4,04 МэВ	$^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$	[16]

Вернемся к обсуждению работ [4,5], в которых интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ измерено от порога до 6 МэВ и до $E_t = 10,5$ МэВ в работе [20]. В большой интервал попадают два порога реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Be}^*$ ($T = 3/2$) с энергией возбуждения ${}^9\text{Be}$ ($E_x = 14,3922$ МэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $\Gamma = 0,381$ кэВ) и ${}^9\text{Be}$ ($E_x = 16,9752$ МэВ, $J^\pi = 1/2^-$, $\Gamma = 0,49$ кэВ).

Подобие этих двух состояний ${}^9\text{Be}^*$ рождает подобие соответствующих им пороговых состояний составного ядра ${}^{10}\text{Be}$. Как показано в настоящей работе, вблизи первого порога ядро ${}^{10}\text{Be}$ имеет два аналоговых для ${}^{10}\text{Li}$ состояния с квантовыми числами 1^- (ниже порога) и 2^- (выше порога). Состояние выше порога имеет большую нейтронную приведенную ширину, близкую к одночастичной. Оно является аналогом основного состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$ и лежит вблизи порога распада ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li} + n$ (27 кэВ). Вполне вероятно, что исследованное в наших работах [17—19,62] второе пороговое состояние, лежащее на $\approx 2,7$ МэВ выше первого, является на самом деле дублетом уровней с квантовыми числами 0^- , 1^- . Первый надпороговый уровень должен иметь большую приведенную нейтронную ширину. Это состояние является аналогом состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$, распадающегося на нейтрон и ядро ${}^9\text{Li}^*$ в первом возбужденном состоянии, причем нейтрон образуется с $l_n = 0$. В табл.5 представлен один уровень отрицательной четности с энергией возбуждения 2,7 МэВ, так как неизвестно, синглет это или дублет. Конфигурация этого уровня (уровней) есть $(1s)^4(1p)^5(2s)$. Заклучает систему исследованных уровней в табл.5 уровень с энергией 4,05 МэВ над порогом с предполагаемой конфигурацией $(1s)^4(1p)^5(1d5/2)$, спином и четностью 2^- [16].

4. Предсказание в настоящей работе свойств ядра ${}^9\text{He}$ основано на систематике ядер с $N = 7$ (рис.10) и экспериментальных данных [57,59]. После того, как в работе [9] с помощью этой систематики были верно предсказаны свойства основного состояния ядра ${}^{10}\text{Li}$, у нас нет оснований не доверять ей в предсказании свойств основного состояния ближайшего по Z ядра ${}^9\text{He}$. Его квантовые числа $1/2^+$ в известной мере противоречат данным $1/2^-$ работы [59], где на основе R -матричного анализа ближайшего к нейтронному порогу ${}^9\text{He} \rightarrow {}^8\text{He} + n$ состояния получено наиболее вероятное значение $l = 1$. Обратим внимание на то, что резонанс имеет ширину $\Gamma \approx 1$ МэВ и, по-видимому, является суммой по крайней мере двух резонансов аномальной ($l = 0$) и нормальной ($l = 1$) четностей. Основное состояние с $l = 0$ возбуждается, по-видимому, слабее и дает меньший вклад в широкий резонанс. Нижайшее состояние нормальной четности ($l = 1$) возбуждается сильнее, и

центрoид смещен к его местоположению, определенному в работах [57,59] при энергии $1,13 + 1,27$ МэВ. Как было определено нами выше по систематике, расстояние по энергии между этими уровнями составляет $\approx 0,5$ МэВ или более. Поэтому основное состояние $1/2^+$ ядра ${}^9\text{He}$ находится от порога нейтронного распада при энергии меньше $0,8$ МэВ, и его полная ширина должна быть значительно меньше 1 МэВ. Сравнение с нейтронно-нестабильными ядрами ${}^5\text{He}$ и ${}^7\text{He}$ показывает, что их «недосвязанность» равна $0,9$ и $0,4$ МэВ, а полные ширины — $0,6$ и $0,16$ МэВ соответственно, т.е. стабильность нечетных изотопов ядра He возрастает с увеличением числа нейтронов. Здесь уместно заметить, что соотношение Гарви — Келсона [63] для ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^7\text{He}$ на основе экспериментальных масс ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ предсказывает возрастание нейтронной нестабильности этих ядер с ростом массы с «недосвязанностью» $1,3$ и $2,3$ МэВ соответственно. По поводу систематики ядер с $N = 7$ можно высказать предположение, что она не является уникальной. Вероятно, аналогичные систематики могут быть у ядер с $N = 9$; 5 и других.

5. В заключение обсудим новые эксперименты, которые могут уточнить имеющиеся данные о свойствах ядра ${}^{10}\text{Li}$. В настоящее время, когда в реакциях с π -мезонами и короткоживущими ядрами методики эксперимента недостаточно совершенны, чтобы обеспечить желаемую точность, предпочтение, по-видимому, следует отдать изучению реакций со стабильными ядрами при низких энергиях. Сюда можно отнести уже известные реакции ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^9\text{Be}$ с образованием составных ядер ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{10}\text{B}$ изобарического мультиплетта с массой $A = 10$. При измерении интегрального сечения первой реакции была достигнута очень высокая точность, составлявшая $0,5\%$, а разрешение по энергии ≈ 20 кэВ [5]. В реакциях с тяжелыми ионами столь высокие точности еще не достигнуты. Для более надежного определения четности и спина уровня составного ядра, кроме интегрального сечения, необходимо измерять дифференциальные сечения. Значения парциальных ширин могут быть восстановлены из данных по измерению сечений во всех открытых каналах. Для взаимодействия ${}^7\text{Li} + t$ измерены интегральные сечения [4,5,20] во всех каналах реакций, а также дифференциальное сечение упругого рассеяния [64]. Обновление экспериментальных данных в каналах, где они не отвечают требованиям теоретического анализа, будет сопутствовать успеху как в определении свойств уровней ядра ${}^{10}\text{Be}$, так и в экстраполяции этих свойств на остальные члены изобарического мультиплетта $A = 10$, в том числе и на ядро ${}^{10}\text{Li}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Poskanzer A.M., Cospser S.W., Hyde E.K., Cerny J.** — Phys. Rev. Lett., 1966, vol.17, p.1271.
2. **Barnes C.A.** — Nuclear Isospin, Proc. Conf., Asilomar, California: Acad. Press., 1969, No. 4, p.179.
3. **Chen Y.S., Harrison W.D., Tombrello T.A.** — Bull. Am. Phys. Soc., 1970, vol.15, p.1598.
4. **Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т.37, с.1967.
5. **Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В.** — ЯФ, 1979, т.30, с.1276.
6. **Бор О., Мотгельсон Б.** — Структура атомного ядра. Пер. с англ. М.: Мир, 1971, т.1: Одночастичное движение, гл.2.
7. **Ajzenberg-Selove F.** — Nucl. Phys., 1975, vol.A248, p.1.
8. **Wilcox K.H., Weisenmiller R.B., Wozniak G.J. et al.** — Phys. Lett., 1975, vol.59B, p.142.
9. **Barker F.C., Hickey G.T.** — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1977, vol.3, p.L23.
10. **Poppelier N.A.F.M., Wood L.D., Glaudemans P.W.M.** — Phys. Lett., 1985, vol.157B, p.120.
11. **Cohen S., Kurath D.** — Nucl. Phys., 1965, vol.73, p.1.
12. **Амелин А.И., Горнов М.Г., Гуров Ю.Б. и др.** — ЯФ, 1990, т.52, с.1231.
13. **Kobayashi T.** — Preprint RIKEN-AF-NP-158, August 1993. Third International Conference on Radioactive Nuclear Beams (East Lansing, Michigan, May 1993). $^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$, $E(^{11}\text{Li}) = 72 \text{ MeV/nuc}$.
14. **Young B.M., Benenson W., Kelley J.H. et al.** — Low-Lying Structure of ^{10}Li in the Reaction $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$. National Superconducting Cyclotron Laboratory and Department of Phys. and Astronomy. Michigan State University. East Lansing, Michigan 48824, 1993.
15. **Kryger R.A., Azhari A., Galonsky A. et al.** — Third International Conference on Radioactive Nucl. Beams (East Lansing, Michigan, May 1993). $^{18}\text{O} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + n + X$, $E(^{18}\text{O}) = 80 \text{ MeV/nuc}$.
16. **Bohlen H.G., Gebauer B., Lenske H., Alexandrov D.V. et al.** — Z. Phys., 1993, vol.A344, p.381.
17. **Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Ершов А.В., Лазарев Л.М.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т.50, с.2021.
18. **Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Ершов А.В., Лазарев Л.М.** — ЯФ, 1987, т.46, с.499.
19. **Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М.** — ЭЧАЯ, 1992, т.23, вып.2, с.305.
20. **Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дунаева С.А., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В.** — ВАНТ, сер. Ядерные константы, 1985, вып.2, с.14.
21. **Jelley N.A., Cerny J., Stahel D.P., Wilcox K.H.** — Phys. Rev., 1975, vol.C11, p.2049.
22. **Kobayashi T., Yamakawa O., Omata K.** — Phys. Rev. Lett., 1988, vol.60, p.2599.
23. **Ajzenberg-Selove F.** — Nucl. Phys., 1990, vol.A506, p.1.

24. **Tanihata I.** — Nucl. Phys., 1988, vol.A478, p.795C.
25. **Saint-Laurent M.G., Anne R., Bazin D. et al.** — Z. Phys., 1989, vol.A332, p.457.
26. **Warburton E.K., Brown B.A.** — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.923.
27. **Van Hees A.G.M., Glaudemans P.W.M.** — Z. Phys., 1983, vol.A314, p.323; 1984, vol.A315, p.223.
28. **Antony M.S., Britz J., Bueb J.B., Pape A.** — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1985, vol.33, p.447.
29. **Wigner E.P.** — Proceedings of Robert A. Welch Foundation Conference on Chemical Research, ed. by W.O. Milligan, Houston, 1958, vol.1, p.88.
30. **Janecke J.** — Phys. Rev., 1966, vol.147, p.735: Isospin in Nuclear Physics, ed. by D.H. Wilkinson (North-Holland, Amstredam, 1969), p.297 ff.
31. **Henley E.M., Lacy C.E.** — Phys. Rev., 1969, vol.184, p.1228.
32. **Garvey G.T.** — Nuclear Isospin, ed: J.D.Anderson, S.D.Bloom, J.Cerny, W.W.True (Academic Press, New-York, 1969), p.703.
33. **Лазарев Л.М.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.171.
34. **Лазарев Л.М.** — Укр. физ. журнал, 1991, т.36, с.661.
35. **Wigner E.P.** — Phys. Rev., 1948, vol.73, p.1002.
36. **Breit G.** — Phys. Rev., 1957, vol.107, p.1612.
37. **Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.** — Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971, гл.IX.
38. **Jarmie N., Brown R.E., Hardekopf R.A.** — Phys. Rev., 1984, vol.C29, p.2031; **Brown R.E., Jarmie N., Hale G.M.** — Phys. Rev., 1987, vol.C35, p.1999; Phys. Rev. Lett., 1987, vol.59, p.763.
39. **Лейн А., Томас Р.** — Теория ядерных реакций при низких энергиях: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, гл. XIII.
40. **Лазарев Л.М.** — Тезисы докладов 44-го международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра., С.-Петербург, 1994. С.-П.: Наука, 1994, с.234.
41. **Филиппов Г.Ф., Охрименко И.П.** — ЯФ, 1980, т.32, с.932; 1981, т.33, с.928.
42. **Hoffman H.M.** — Nucl. Phys., 1984, vol.A416, p.363.
43. **Шмидт Э., Цигельман Х.** — Проблема трех тел в квантовой механике: Пер. с англ. М.: Наука, 1979, гл.IV.
44. **Volkov A.V.** — Nucl. Phys., 1965, vol.74, p.33.
45. **Tanabe F., Tashaki A., Tamagaki R.** — Progr. Theor. Phys., 1975, vol.53, p.677.
46. **Симонов Ю.А.** — ЯФ, 1966, т.3, с.630; 1968, т.7, с.1210; **Сурков Е.Л.** — ЯФ, 1967, т.6, с.908.
47. **Zhukov M.V., Danilin B.V., Fedorov D.V. et al.** — Phys. Lett., 1991, vol.B265, p.19.
48. **Mang H., Weidenmüller H.** — Ann. Rev. of Nucl. Sci., 1968, p.1.
49. **Eickemeir H., Hackenbroich H.H.** — Nucl. Phys., 1971, vol.A169, p.407.
50. **Bryan R., Scott B.L.** — Phys. Rev., 1964, vol.135, p.434; 1967, vol.164, p.1215; 1969, vol.177, p.1435.
51. **Горбатов А.М., Крылов Ю.Н., Соловей А.Б.** — ЯФ, 1979, т.29, с.866.
52. **Горбатов А.М., Скопич В.Л., Никишов П.Ю., Пенионжкевич Ю.Э.** — ЯФ, 1989, т.50, с.1551.
53. **Gogny D., Pires P., de Toureil R.** — Phys. Lett., 1970, vol.32B, p.591.

54. Calogero F., Simonov Yu.A. — Nuovo Cim. 1969, vol.64B, p.337.
55. Гришин В.К., Живописцев Ф.А., Иванов В.А. — Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. М.: Изд. МГУ, 1988.
56. Ajzenberg-Selove F. — Nucl. Phys., 1988, vol.A490, p.1.
57. Seth K.K., Artuso M., Barlow D. et al. — Phys. Rev. Lett., 1987, vol.58, p.1930.
58. Bohlen H.G. — Z. Physic A-Atomic Nuclei, 1988, vol.330, p.227.
59. Bohlen H.G., Gebauer B., von Lucke-Petsch M. et al. — International School-Seminar on Heavy Ion Physics. ed. by Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva, Dubna, 1993, vol.1, p.17.
60. Gorbатов А.М., Nikishov P.Yu., Scopich V.L. et al. — International School-Seminar on Heavy Ion Physics, ed. by Yu.Ts.Oganessian, Yu.E.Penionzhkevich, R.Kalpakchieva, Dubna, 1993, vol.1, p.54.
61. Базь А.И., Демин В.Ф., Жуков М.В. — ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып.2, с.515.
62. Гужовский Б.Я., Лазарев Л.М. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.2250.
63. Garvey G.T., Kelson I. — Phys. Rev. Lett., 1966, vol.16, p.197; Garvey G.T. et al. — Rev. Mod. Phys., 1969, vol.41, p.51.
64. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дзюба Б.М. и др. — Проблемы ядерной физики и космических частиц. Харьков: Вища школа, 1977, вып.7, с.41.