

УДК 530.145

Хтейн Лин Чжо, В. П. Крайнов

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Изотопическое смещение электронных уровней гало-ядер

Рассчитаны объемный и массовые изотопические сдвиги при переходе от атомных ядер к гало-ядрам, содержащим один или два нейтрона, находящиеся далеко от исходного атомного ядра.

Ключевые слова: изотопический сдвиг, электронные уровни, атомные ядра, гало-нейтроны.

Htein Lin Tscho, V. P. Krainov

Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

Isotope shift of electron levels in halo-nuclei

Volume and mass isotope shifts in the production of halo-nuclei with one or two neutrons, which are far from the initial atomic nucleus, are produced.

Key words: isotopic shift, electron levels, atomic nuclei, halo-neutrons.

1. Введение

Изотопическое смещение — относительное смещение атомных уровней энергии в атомах нескольких различных изотопов, обусловленное различием ядер атомов. У легких элементов изотопическое смещение обусловлено зависимостью энергии уровней от массы ядра (массовый эффект в изотопическом смещении). Учет движения ядра вокруг общего центра масс атома наиболее легко произвести для систем с одним электроном — водорода и водородоподобных ионов. В этом случае он сводится к изменению эффективной массы электрона в известном выражении для энергии уровня. Отсюда видно, что уровни более тяжелого изотопа смещаются вниз по отношению к уровням более легкого изотопа. Такое направление изотопического смещения принято считать положительным. Изотопическое смещение уровней и линий быстро убывает с увеличением массового числа. Различие в длинах волн используется для лазерного разделения изотопов. В молекулах замена атома одного изотопа другим приводит к изменению ее приведенной массы M и вследствие этого — к изменению вращательных ($\sim 1/M$) и колебательных ($\sim 1/\sqrt{M}$) энергий молекул, что и вызывает изотопический сдвиг в молекулярных спектрах. Изотопическое смещение у тяжелых элементов периодической системы, начиная примерно с массового числа 140, обусловлено влиянием конечного объема ядра — это так называемый *объемный эффект*. Такой сдвиг наиболее важен для электронов с нулевым орбитальным моментом, когда электронная плотность отлична от нуля в области атомного ядра. Для электронов в отличном от нуля орбитальным моментом сдвиг значительно меньше.

Ядра, обладающие гало-нейтронами, являются слабосвязанными системами с энергией связи менее 1 МэВ [1]. Сечения взаимодействия с ними значительно больше, чем для соседних обычных ядер. Например, радиус ядра ^{11}Li составляет около 3.5 ферми, что на 1 ферми больше радиуса ядра ^9Li и приблизительно равен радиусу ядра ^{48}Ca . Такие размеры необычны для нуклонов, связанных друг с другом короткодействующими силами. Особенности гало-ядер не могут быть объяснены большими деформациями ядер, а остов ядра не сильно модифицируется нейтронами гало. Указанные особенности наблюдаются

для ряда гало-ядер, расположенных на границе нуклонной стабильности: ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$. Все эти ядра имеют структуру: остов + двухнейтронное гало. Существуют ядра ${}^{11}\text{Be}$ и ${}^{19}\text{C}$ с однеитронным гало. Низкая энергия отделения нейтрона и нейтронной пары позволяет им туннелировать за пределы остова в классически запрещенные области пространства. Вокруг остова образуется разреженное облако нейтронной материи. Для появления гало необходимо относительное движение с малыми орбитальными моментами (s- и p-состояния) [2].

2. Массовый сдвиг

Как было сказано выше, изотопический сдвиг атомных уровней — это смещение энергии этих уровней при добавлении к атомному ядру одного или нескольких нейтронов. Прежде всего речь идет о самом близком к ядру 1s-уровне атома. В водородоподобном приближении его энергия записывается в виде

$$E_0 = -\frac{mZ^2e^4}{2\hbar^2}. \quad (1)$$

Здесь Z — заряд ядра, а m — приведенная масса электрона:

$$m = \frac{m_e M_A}{m_e + M_A}, \quad (2)$$

m_e — масса электрона, M_A — масса атомного ядра. При добавлении нейтрона эффективная масса электрона увеличивается:

$$m' = \frac{m_e (M_A + M_n)}{m_e + M_A + M_n}. \quad (3)$$

Здесь M_n — масса нейтрона. В результате энергия уровня понижается:

$$\delta E_m = -\frac{Z^2 (m' - m) e^4}{2\hbar^2} \approx -\frac{Z^2 m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{m_e M_n}{M_A (M_A + M_n)}. \quad (4)$$

Это — так называемый *массовый изотопический сдвиг*. Он отрицателен. Оценим его на известном примере ядра литий-9, к которому добавлено два гало-нейтрона. В этом случае $Z = 3$, $M_A = 9 \cdot 1840m_e$; $M_n = 2 \cdot 1840m_e$. Величина $m_e e^4 / \hbar^2 = 27.2$ эВ. Получаем из (4) $\delta E_0 = -1.34 \cdot 10^{-3}$ эВ.

3. Объемный сдвиг

Другая причина для изотопического сдвига — это изменение плотности протонов внутри ядра вследствие добавления гало-нейтрона. Перераспределение электрического заряда при добавлении нейтрона обязано только взаимодействию между нейтроном и протонами и исчезает при его выключении. Оно приводит к так называемому *объемному изотопическому сдвигу*. При рассмотрении этого эффекта изменение среднего квадратичного радиуса с изменением числа нейтронов в ядре вычисляется исходя из известной формулы для радиуса ядра $R = r_0 A^{1/3}$, где A — атомный вес, $r_0 = 1.2$ ферми. Такой подход, конечно, не учитывает индивидуальных свойств атомного ядра. Но тогда величина изотопического смещения не зависит от квантовых чисел рассматриваемого электронного состояния добавленного нуклона. Применение теории ферми-жидкости позволяет учесть эту зависимость и объяснить различие в изотопическом смещении для соседних ядер [3].

Будем считать распределение нуклонов (как протонов, так и нейтронов) в ядре (без гало-нейтронов) сферически симметричным. Предполагаем также, что протоны распределены равномерно по объему ядра с протонным радиусом R с зарядовой плотностью

$$\rho = \frac{3Ze}{4\pi R^3}. \quad (5)$$

Они создают электрический потенциал, равный

$$\varphi(r) = \begin{cases} \frac{Ze}{r}, & r > R; \\ \frac{Ze}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right); & r < R. \end{cases} \quad (6)$$

Для точечного ядра соответствующий кулоновский потенциал равен

$$\varphi_Q(r) = \frac{Ze}{r}. \quad (7)$$

Изменение потенциала от его неточности равно

$$\delta\varphi(r) = \varphi(r) - \varphi_Q(r) = \begin{cases} 0, & r > R; \\ \frac{Ze}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) - \frac{Ze}{r}; & r < R. \end{cases} \quad (8)$$

Плотность заряда электрона в основном квантово-механическом водородоподобном состоянии равна

$$\rho_e(r) = -\frac{e}{\pi a_B^3} \exp\left(-\frac{2r}{a_B}\right); \quad a_B = \frac{\hbar^2}{Zme^2} \gg R. \quad (9)$$

Повышение энергии основного водородоподобного состояния атома от неточности атомного ядра равно (с учетом $R \ll a_B$):

$$\begin{aligned} \delta E_V &= \int_0^\infty \delta\varphi(r) \rho_e(r) 4\pi r^2 dr = \\ &= -\int_0^R \left\{ \frac{Ze}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) - \frac{Ze}{r} \right\} \frac{e}{\pi a_B^3} 4\pi r^2 dr = \frac{2Ze^2 R^2}{5a_B^3}. \end{aligned} \quad (10)$$

При добавлении гало-нейтрона протонный радиус атомного ядра изменяется из-за взаимодействия гало-нейтрона с протонами атомного ядра. Если это взаимодействие отталкивательное, то протоны сжимаются в ядре, т.е. $\delta R < 0$, а если притягивательное, то протоны растягиваются: $\delta R > 0$. Это и определяет объемный изотопический сдвиг.

В соответствии с вышесказанным изотопический сдвиг от добавления нейтрона или нескольких нейтронов равен

$$\Delta E_V = \frac{4Ze^2 R}{5a_B^3} \delta R. \quad (11)$$

4. Вычисление сдвига протонного радиуса ядра

Обратимся к вычислению увеличения протонного радиуса δR от добавления нейтрона [4]. Кулоновская энергия протонов атомного ядра равна

$$W = \frac{1}{2} \int \rho\varphi dr. \quad (12)$$

Здесь ρ — зарядовая плотность протонов в предположении, что они равномерно распределены по объему ядра с зарядом Z . Она дается соотношением (5). Кулоновский потенциал φ на расстоянии $r < R$ от центра ядра определяется формулой (6). Подставляя (5) и (6) в (12), получим после вычисления элементарного интеграла

$$W = \frac{3Z^2 e^2}{5R}. \quad (13)$$

При расширении ядра уменьшение кулоновской энергии атомного ядра равно

$$\Delta W = -\frac{3Z^2 e^2}{5R^2} \delta R. \quad (14)$$

В равновесии эта величина равна потенциальной энергии взаимодействия добавленного гало-нейтрона с протонами атомного ядра. Вычислим эту энергию. Обозначим модельную короткодействующую потенциальную энергию притяжения гало-нейтрона к протону атомного ядра на расстоянии r друг от друга как

$$U(r) = -U_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (15)$$

Здесь r_0 — радиус действия ядерных сил. Конечно, $r_0 \ll R$ для не слишком маленьких ядер. На рис. 1 показана схема взаимодействия нейтрона со всеми протонами ядра.

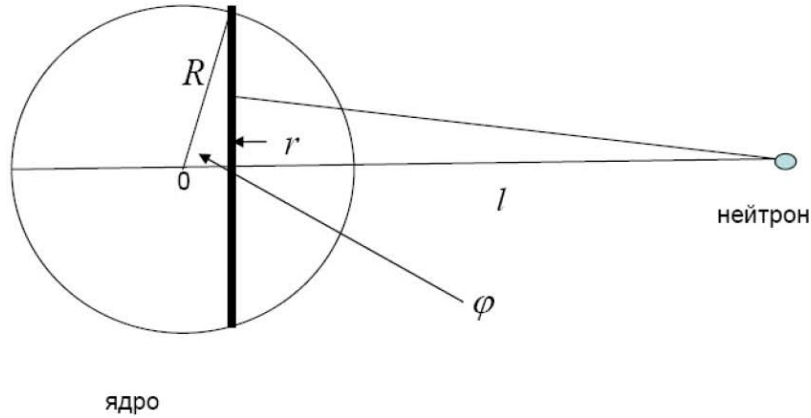


Рис. 1. Схема взаимодействия нейтрона со всеми протонами ядра

Потенциальная энергия взаимодействия гало-нейтрона со всеми протонами атомного ядра равна

$$U_{np} = \int n \cdot U \left(\sqrt{r^2 + (l - R \cos \varphi)^2} \right) dr. \quad (16)$$

Здесь l — расстояние от гало-нейтрона до центра ядра, а

$$n = \frac{Z}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (17)$$

— концентрация протонов в ядре. В соответствии с рисунком элемент объема равен

$$dr = R \sin \varphi d\varphi \cdot 2\pi r dr. \quad (18)$$

Подставляя (15) в (16), приходим к интегралу

$$U_{np} = \frac{3ZU_0}{2R^2} \int_0^\pi \sin \varphi d\varphi \exp\left(-\frac{(l - R \cos \varphi)^2}{r_0^2}\right) \int_0^{R \sin \varphi} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) r dr. \quad (19)$$

Вычисляя интеграл по r , получаем

$$U_{np} = \frac{3ZU_0 r_0^2}{4R^2} \int_0^\pi \sin \varphi d\varphi \exp\left(-\frac{(l - R \cos \varphi)^2}{r_0^2}\right) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{R^2 \sin^2 \varphi}{r_0^2}\right) \right\}. \quad (20)$$

Так как $l, R \gg r_0$, то интеграл (20) определяется областью малых углов $\varphi \ll 1$. Заменяя переменную интегрирования $x = \cos \varphi \approx 1$, разлагаем фигурную скобку в (20) в ряд Тейлора и перепишем (20) приближенно в виде

$$U_{np} = \frac{3ZU_0}{4} \int_{-1}^1 (1 - x^2) dx \exp\left(-\frac{(l - Rx)^2}{r_0^2}\right). \quad (21)$$

Полагая $x = 1 - \alpha$, $\alpha \ll 1$, из (21) находим приближенно

$$U_{np} = \frac{3ZU_0}{2} \exp\left(-\frac{(l-R)^2}{r_0^2}\right) \int_0^\infty \alpha d\alpha \exp\left(-\frac{2R\alpha(l-R)}{r_0^2}\right). \quad (22)$$

Интеграл

$$\int_0^\infty \alpha d\alpha \exp(-C\alpha) = \frac{1}{C^2}.$$

Следовательно, из (22) получаем

$$U_{np} = \frac{3ZU_0 r_0^4}{8R^2(l-R)^2} \exp\left(-\frac{(l-R)^2}{r_0^2}\right). \quad (23)$$

Приравниваем выражения (14) и (23) друг другу в условии механического равновесия сил притяжения:

$$\frac{3ZU_0}{8} \frac{r_0^4}{(l-R)^2 R^2} \exp\left(-\frac{(l-R)^2}{r_0^2}\right) = \frac{3Z^2 e^2}{5R^2} \delta R. \quad (24)$$

Отсюда находим увеличение радиуса протонов атомного ядра из-за гало-нейтрона:

$$\delta R = r_0 \frac{5U_0 r_0}{8Ze^2} \frac{r_0^2}{(l-R)^2} \exp\left(-\frac{(l-R)^2}{r_0^2}\right). \quad (25)$$

Подставляя (25) в (11), определяем объемный изотопический сдвиг

$$\Delta E_V = U_0 \frac{r_0^4 R}{2(l-R)^2 a_B^3} \exp\left(-\frac{(l-R)^2}{r_0^2}\right). \quad (26)$$

Величина U_0 может быть оценена через силу притягивательного взаимодействия нейтрона с протоном F_{np} : $U_0 = F_{np} r_0$.

В отличие от массового изотопического сдвига, объемный изотопический сдвиг положителен (при условии притяжения нейтрона к протонам). Вычислим его для гало-ядра ^{11}Be . Его можно рассматривать как двухчастичную систему, состоящую из кора ^{10}Be и слабо связанного нейтрона. Радиус ядра ^{10}Be вычисляем по формуле $R = 1.2A^{1/3}$ ферми. Получаем ($A = 10$) $R = 2.6$ ферми. Среднее расстояние слабо связанного гало-нейтрона от центра ядра известно и равно $l = 3.6$ ферми. Радиус действия ядерных сил примем равным $r_0 = 1$ ферми. Потенциальная энергия U_0 оценивается как глубина потенциальной ямы для дейтрона, т.е. $U_0 = 40$ МэВ. Наконец, боровский радиус для атома бериллия с зарядом $Z = 4$ равен $a_B = 1.3 \cdot 10^4$ ферми. Подставляя эти числа в (26), находим: $\Delta E_V = 0.9 \cdot 10^{-5}$ эВ. Мы видим, что величина объемного сдвига мала по сравнению с величиной массового сдвига.

5. Гало-ядро ^6He

Структура нейтроно-избыточного ядра ^6He была исследована в экспериментах по упругому рассеянию ядер ^6He на ^4He в Дубне [1]. Вторичный пучок ^6He получался в результате реакции фрагментации ионов ^7Li с энергией 32 МэВ/нуклон на мишени из ^9Be толщиной 225 мг/см². Интенсивность пучка ^6He составляла $\sim 2 \cdot 10^5$ с⁻¹ при интенсивности первичного пучка $^7\text{Li} \sim 10^{12}$ с⁻¹. Мишенью ^4He являлась газовая струя с эквивалентной толщиной $5.6 \cdot 10^{20}$ атом/см². Продукты реакции регистрировались с помощью двух телескопов кремниевых счетчиков. Измеренное угловое распределение показано на рис. 2.

Сечение реакции, рассчитанное в рамках оптической модели, показано на рис. 2 пунктирной линией. В диапазоне углов 120–160° оптическая модель предсказывает падение сечения от 10^{-4} до 10^{-6} мб/ср, в то время как экспериментально измеренное сечение в $10^2 - 10^4$ раз больше. Это свидетельствует о том, что в области больших углов большую вероятность

имеет реакция передачи двух нуклонов. Сплошной линией под большими углами показаны результаты расчетов, выполненных по трехчастичной модели ($\alpha + n + n$).

Волновая функция, описывающая 2 нейтрона, имела две компоненты со следующей структурой.

- 1) Расстояние между нейтронами $r = 1$ Фм и расстояние их центра тяжести R от ядра ${}^4\text{He}$ равно 4 Фм.
- 2) структура типа динейтрона (типа сигары) $r = 4$ Фм и $R = 1$ Фм.

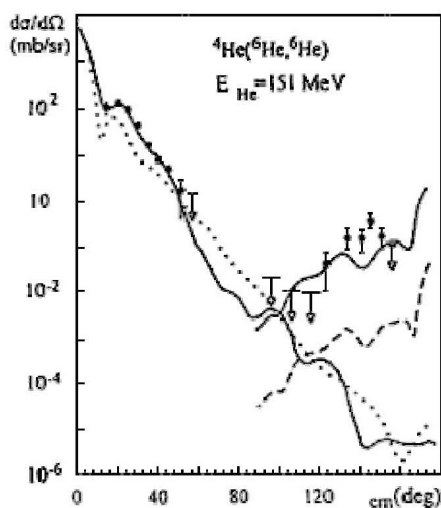


Рис. 2. Угловое распределение ${}^6\text{He}$

Штриховой линией на рис. 2 показаны результаты расчета, в котором первая компонента исключалась. Отличие на два порядка от экспериментальных данных [4] однозначно указывает на то, что пространственная структура ядра ${}^6\text{He}$ представляет собой кор, состоящий из ${}^4\text{He}$, и динейтронную структуру, формирующую ядерное гало. Таким образом, экспериментальные результаты однозначно указывают на доминирующую роль трехчастичной конфигурации ${}^4\text{He}+n+n$ в структуре основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ и на преобладающую роль динейтронной компоненты в реакциях передачи двух нейтронов. Подавление конфигурации $t+t$ указывает на существенное отличие структуры основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ по сравнению с ${}^6\text{Li}$, в котором доминирует компонента ${}^3\text{H}+{}^3\text{He}$.

6. Гало-ядро ${}^{11}\text{Li}$

Информация о ядерном гало может быть также извлечена из измерений импульсного распределения продуктов, образующихся при фрагментации гало-ядер [5]. На рис. 3 показаны распределения поперечных импульсов ${}^9\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Be}$ на мишени из углерода. Из приведенных на рис. 3 данных видно, что распределение поперечного импульса имеет узкую компоненту ($\sigma \sim 20 - 25$ МэВ/с), расположенную на более широком пьедестале ($\sigma \sim 80 - 110$ МэВ/с). Узкое импульсное распределение, соответствующее внешним нейтронам, согласно соотношению неопределенности свидетельствует о том, что нейтроны гало имеют более широкое пространственное распределение. Исследование спектра возбужденных состояний ${}^{11}\text{Li}$ дает дополнительную информацию о природе основного состояния этого ядра. Ядра ${}^{11}\text{Li}$ получались в результате фрагментации ${}^{18}\text{O}$ с энергией 100 МэВ/нуклон на мишени из ${}^9\text{Be}$. Образующийся пучок ядер ${}^{11}\text{Li}$ с энергией 74.5 МэВ имел интенсивность $2 \cdot 10^4$ частиц/с.

Затем ядра ${}^{11}\text{Li}$ рассеивались на водороде, входящем в состав мишени CH_2 . Энергии и углы рассеянных протонов измерялись телескопами, каждый из которых состоял из

двух камер и трех кремниевых детекторов, что позволяло определять энергии ядер ^{11}Li в конечном состоянии. Кроме того, на совпадении с рассеянными протонами регистрировались частицы от развала ^{11}Li . Нейтроны регистрировались пластиковыми сцинтилляторами. Заряженные продукты (^{11}Li , ^{9-7}Li) отклонялись дипольным магнитом и регистрировались дрейфовой камерой и годоскопом из пластиковых сцинтилляторов. На рис. 4 показаны спектры протонов, из которых затем рассчитывался спектр возбужденных состояний ядра ^{11}Li . Полученные результаты сравниваются с результатами ранее выполненных экспериментов и спектром возбужденных состояний ядра ^9Li . Сильная корреляция между возбужденными состояниями ядер ^9Li и ^{11}Li с энергиями возбуждения больше 2 МэВ свидетельствует о справедливости модели $^{11}\text{Li} \equiv ^9\text{Li} + 2n$, в которой два нейтрона образуют гало относительно кора ^9Li . Возбужденное состояние с энергией 1.25 МэВ в ядре ^{11}Li интерпретируется как дипольное колебание кора ^9Li относительно ядерного гало. Структура основного состояния ядра ^{11}Li ярко проявляется в его модах распада. Были измерены вероятности распада ядра ^{11}Li на различные возбужденные состояния ядра ^{11}Be , измерены спектры запаздывающих нейтронов, ядер $^{2,3}\text{H}$, $^{4,6}\text{He}$, $^{9,10}\text{Be}$, спектры γ -квантов. Основные результаты показаны на рис. 4. Доля распадов ^{11}Li , приходящаяся на состояния ядра ^{11}Be с энергиями возбуждения 2.6–7 МэВ $\sim 75\%$.

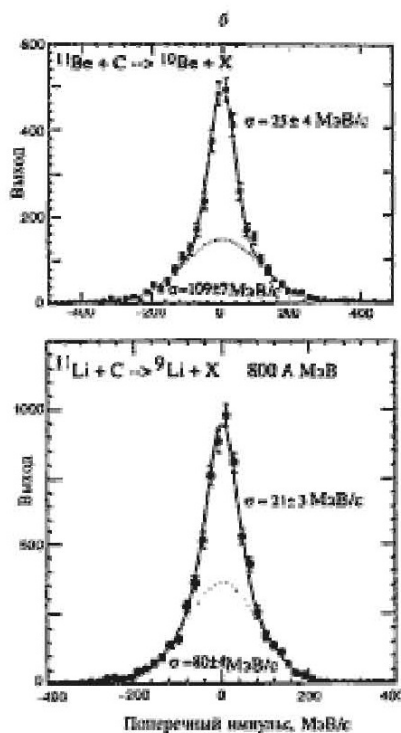
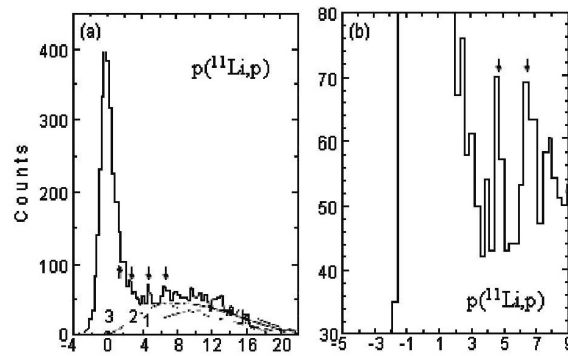


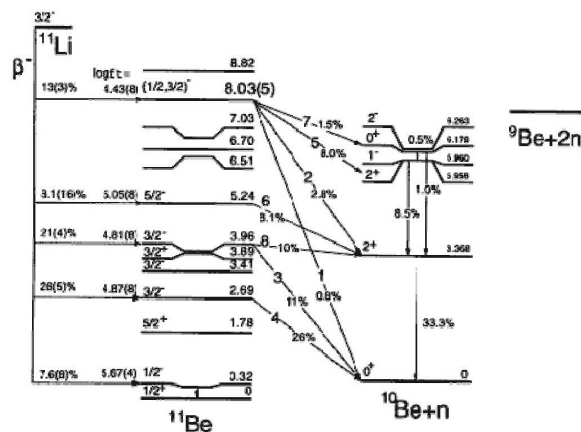
Рис. 3. Распределения поперечных импульсов ^9Li и ^{11}Be на мишени из углерода

Большая величина энергии β -распада ($Q_\beta = 20.6$ МэВ) приводит к тому, что наблюдаются различные моды распада, в том числе с развалом на несколько частиц в конечном состоянии:

- 1) Одночастичные распады ($^{11}\text{Be}^*$ и последующий γ -распад).
- 2) Двухчастичные ($^{10}\text{Be}+n$, $^8\text{Li}+t$, $^9\text{Li}+d$).
- 3) Трехчастичные ($^9\text{Be}+2n$, $^6\text{He}+\alpha+n$).
- 4) Пятичастичные ($2\alpha+3n$).

Рис. 4. Спектры протонов из реакции $^{11}\text{Li}+p$

Для расшифровки сложной картины распада регистрировались двойные и тройные совпадения между различными продуктами распада. Вероятность распада на низшее состояние ядра ^{11}Be ($E^* = 0.32$ МэВ) составляет $\sim 6.3\%$. Этот канал распада является единственным каналом, для которого запрещена последующая эмиссия частиц, и через него происходит заселение основного состояния ядра ^{11}Be . Структура этого возбужденного состояния описывается как нейтрон в состоянии $p_{1/2}$ плюс кор ^{10}Be . Поэтому распад ^{11}Li в это состояние представляет собой превращение одного из двух нейтронов, образующих нейтронное гало в протон ядра ^{11}Be . Такая интерпретация позволяет оценить долю состояния $(p_{1/2})^2$ в структуре нейтронного гало ядра ^{11}Li , которая согласно оболочечным расчетам составляет $\sim 30\text{--}40\%$. Этот результат хорошо согласуется с теоретическими оценками времени жизни ядра ^{11}Li относительно β -распада. Если бы волновая функция нейтронного гало являлась чистой конфигурацией $(p_{1/2})^2$, то период полураспада составлял бы ~ 2 мс, что в четыре раза меньше экспериментально измеренного значения (8.2 мс). Основной вывод — нейтронное гало представляет суперпозицию $1p$ и $1d\text{--}2s$ состояний.

Рис. 5. Схема β -распада $^{11}\text{Li} \rightarrow ^{11}\text{Be}$ и последующего распада образующихся возбужденных состояний ^{11}Be

На рис. 5 показаны основные переходы, приводящие к последующему распаду с испусканием одного запаздывающего нейтрона. Цифры у указанных переходов соответствуют приведенным на рис. 5 и поясняют природу максимумов, наблюдаемых в спектре нейтронов. Интересная информация о свойствах нейтронного гало может быть получена в результате анализа данных об испускании запаздывающих дейтронов. В частности, теоретические расчеты предсказывают вероятность для такого канала распада $\sim 10^{-4}$ и наличие в спектре дейтронов характерного максимума с энергией около нескольких сотен кэВ. Эти особенности распада сильно зависят как от структуры основного состояния ядра ^{11}Li , так и от взаимодействия в конечном состоянии системы $d+^9\text{Li}$.

7. Заключение

Структура обычных ядер может быть описана качественно как движение нуклонов ядра в среднем самосогласованном поле, созданным взаимодействием между всеми нуклонами [6]. В гало-ядрах имеет место сосуществование двух подсистем: нуклонов остова, образующих сильно связанное ядро, и нуклонов гало, движущихся относительно центра масс остова и образующих облако разреженной ядерной материи вокруг остова [7].

Литература

1. *Калтакчиева Р., Пенионжкевич Ю.Э., Болен Х.Г.* Сильно нейтроноизбыточные изотопы легких элементов. Структура ядер // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 1427–1430.
2. *Tanihataa I., Savajols H., Kanungod R.* Recent experimental progress in nuclear halostructure studies // Prog. Part. Nucl. Phys. 2013. V. 68. P. 215–235.
3. *Крайнов В.П., Микулинский М.А.*, Квазиклассический расчет изотопического смещения // Ядерная Физика. 1966. Т. 4. С. 928–935.
4. *Frederico T., Delfino A., Tomio L., Yamashita M.T.* Universal aspects of light halo nuclei // Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. V. 67. С. 939–962.
5. *Ишханов Б.С., Кэбин Э.И.* Экзотические ядра: учебное пособие М.: изд-во МГУ, 2002.
6. *Пенионжкевич Ю. Э.* Ядерная астрофизика // Соросовский образовательный журнал. 1998. № 10. С. 68–72.
7. *Пенионжкевич Ю.Э.* Физика экзотических ядер // Соросовский образовательный журнал. 1995. № 1. С. 92–96.

References

1. *Kalpakchieva R., Penionshkevich Ju. E., Bolen H.G.*, Strongly neutron excess isotopes of light elements. Nuclear structure. ECHAЯ. 1999. T. 30. P. 1427–1430.
2. *Tanihataa I., Savajols H., Kanungod R.* Recent experimental progress in nuclear halostructure studies. Prog. Part. Nucl. Phys. 2013. V. 68. P. 215–235.
3. *Krainov V.P., Mikulinsky M.A.*, Semiclassical derivation of isotopic shift. Physics of Atomic Nuclei. 1966. V. 4. P. 928–935.
4. *Frederico T., Delfino A., Tomio L., Yamashita M.T.* Universal aspects of light halo nuclei. Prog. Part. Nucl. Phys. 2012. V. 67. P. 939–962.
5. *Ishkhanov B.S., Kebin E.I.* Exotic nuclei: uchebnoe posobie M.: MGU Publishing, 2002.
6. *Penionshkevich Ju.E.* Nuclear astrophysics. Soros Educational Journal. 1998. N 10. С. 68–72.
7. *Penionshkevich Ju. E.* Physics of exotic nuclei. Soros Educational Journal. 1995. N 1. P. 92–96.

Поступила в редакцию 30.04.2016