

ДВУПРОТОННЫЙ РАСПАД ${}^6\text{Be}$

О.В.Бочкарев, А.А.Коршенинников, Е.А.Кузьмин, И.Г.Муха,
А.А.Оглоблин, Л.В.Цулков, Г.Б.Яньков

В работе экспериментально исследовался распад основного состояния ядра ${}^6\text{Be}$, образованного в реакции ${}^6\text{Li} ({}^3\text{He}, t){}^6\text{Be}$ при энергии ионов ${}^3\text{He}$ 40 МэВ. Полученный энергетический спектр α -частиц в совпадении с ядрами t имеет пик, который качественно объясняется одновременным вылетом двух протонов.

Вылет из ядра пары коррелированных нуклонов может быть одним из основных видов распада ядер, лежащих на границе стабильности, и являться физической причиной ряда новых явлений, например, двупротонной радиоактивности¹. До настоящего времени одновременный вылет двух нуклонов наблюдался только в двух случаях – при распаде возбужденных состояний 2^+ ядер ${}^6\text{He}$ (вылет динейтрона)² и ${}^6\text{Li}$ (вылет синглетного дейтрона)³. Имеющиеся результаты по распаду ядра ${}^6\text{Be}$ являются⁴ неоднозначными. Между тем, двупротонный распад ${}^6\text{Be}$ представляет особый интерес в связи с недавним сообщением⁵ о наблюдении запаздывающего испускания двух протонов.

Схема распада ${}^6\text{Be}$ приведена на рис. 1. Основное (0^+) и возбужденное (2^+) состояния ядра могут распадаться как путем одновременного испускания пары протонов с образованием ${}^4\text{He}$, так и путем последовательного вылета двух протонов через промежуточное состояние – ядро ${}^5\text{Li}$. Очевидно, что из-за большой ширины основного состояния ${}^5\text{Li}$ различие между обеими ветвями распада может быть достаточно условным. При модельном описании спектра α -частиц в первом случае он должен воспроизводиться формулой Мигдала – Ватсона⁶ с соответствующими кулоновскими поправками, во втором – в рамках R -матричной теории последовательного распада (например,⁷). Проведенный нами расчет парциальной ширины распада основного состояния бериллия через систему ${}^5\text{Li}$ дал величину около 50 кэВ. Экспериментально наблюдаемая ширина состояния равняется 92 кэВ, поэтому вероятности распада по обоим каналам должны быть сравнимы.

В настоящей статье приводятся результаты эксперимента по распаду основного состояния ${}^6\text{Be}$, образованного в реакции ${}^6\text{Li} ({}^3\text{He}, t){}^6\text{Be}$ при энергии ионов ${}^3\text{He}$ 40 МэВ.

Ядра трития и α -частицы регистрировались в совпадении телескопами кремниевых детекторов (телесные углы – $1,3 \cdot 10^{-3}$ ср и $3,9 \cdot 10^{-4}$ ср, соответственно) с использованием методики $\Delta E - E$ для выделения частиц определенного сорта. Угол регистрации ядер трития был выбран равным 90° ; такому углу соответствует скорость ${}^6\text{Be}$ 4,2 МэВ/нуклон, что, с учетом энергии распада ($Q = 1,37$ МэВ), обеспечивает диапазон изменения энергий α -частиц от 11,7 до 22,8 МэВ. Порог регистрации α -частиц был равен 12,5 МэВ. Детектор α -частиц был расположен под углом вылета ядер бериллия в основном состоянии ($-27,1^\circ$). В измерениях использовалась мишень из металлического лития толщиной $0,67$ мг/см² с обогащением изотопом ${}^6\text{Li} \sim 91\%$.

На рис. 2 изображен спектр α -частиц распада основного состояния ${}^6\text{Be}$ в лабораторной системе координат. Стрелкой отмечен порог регистрации α -частиц. На верхней шкале указаны энергии α -частиц в системе ${}^6\text{Be}$ (СЦМ). Нулевой энергии в СЦМ соответствует энергия 16,8 МэВ в лабораторной системе координат (отмечена на рис. 2 вертикальной пунктирной прямой). С правой стороны от пунктирной линии α -частицы вылетают по направлению движения бериллия, с левой – в противоположном направлении. Структура спектра справа и слева от пунктирной линии должна повторяться. На рис. 2 видно возрастание выхода в области, соответствующей малым энергиям в СЦМ (0 – 100 кэВ), обеспеченное в основном кинематическим усилением. Обращает на себя внимание пик в правой части спектра, в об-

ласти лабораторных энергий 20 – 21 МэВ, где ожидается проявление дупротонного взаимодействия.

Для выделения вклада последовательного распада через систему ${}^5\text{Li}$ использовался формализм, удачно воспроизводящий экспериментальные данные по аналогичному последовательному распаду ⁷. Выражение для амплитуды вероятности распада в СЦМ включает угловые корреляции между направлением вылета первого и второго протонов, а также взаимодействие в конечном состоянии между вторым протоном и α -частицей. Это взаимодействие было выбрано в виде простого p -резонанса типа Брейта – Вигнера. Амплитуда распада была антисимметризована в координатах двух протонов. Выражение, полученное для квадрата амплитуды, было просуммировано по проекциям спинов вылетающих протонов и проинтегрировано по ненаблюдаемым в эксперименте переменным. В качестве переменных интегрирования использовались азимутальный угол и величина импульса первого протона. Расчет показал, что два протона вылетают преимущественно либо в одном направлении, либо в противоположные стороны. Это приводит к существованию пиков в спектре α -частиц в СЦМ при энергии около 420 и около 50 кэВ. Для сравнения с экспериментальными данными, рассчитанный спектр переводился в лабораторную систему координат методом Монте-Карло. Это позволило учесть конечные размеры детекторов и пучка на мишени. Результат расчета показан на рис. 2 гистограммой. Видно, что удается получить удовлетворительное описание спектра α -частиц в области малых энергий в СЦМ (0 – 100 кэВ). Пик в области больших энергий не воспроизводится. С учетом кинематического фактора около 50% случаев распада можно отнести к распаду через систему ${}^5\text{Li}$, что согласуется с проведенной оценкой ветвления распада.

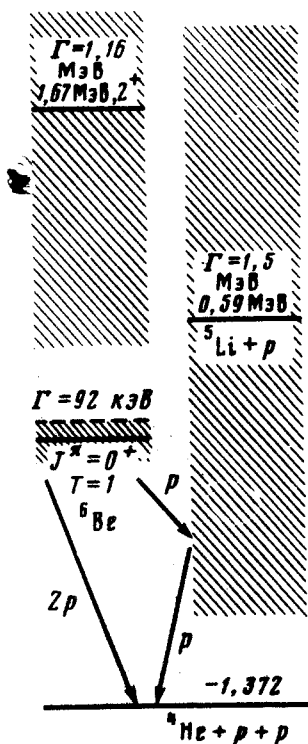


Рис. 1. Схема распада ядра ${}^6\text{Be}$

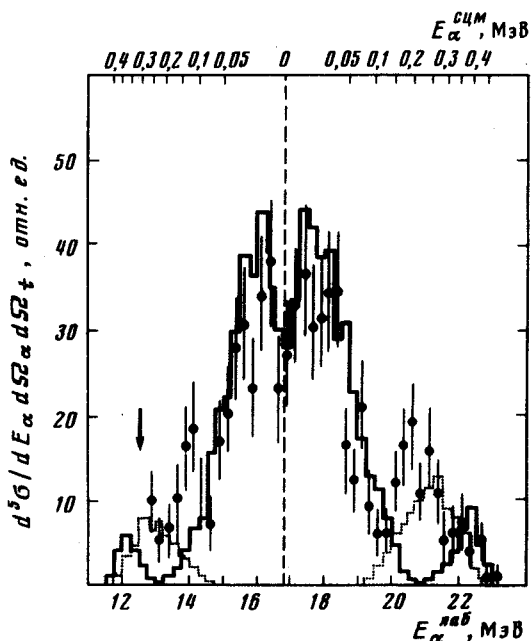


Рис. 2. Анализ спектра α -частиц распада основного состояния ${}^6\text{Be}$

Была сделана попытка описать оставшуюся часть спектра, считая, что два протона проходят потенциальный барьер как одна частица (дипротон), а доступный фазовый объем определяется распределением, рассчитанным по формуле Мигдала – Ватсона ⁸. Расчет (пунктирная гистограмма на рис. 2) предсказывает пики, положение которых сдвинуто примерно на 1 МэВ относительно экспериментальных. Это расхождение значимо.

Суммируя можно сказать, что только половина случаев распада основного состояния ${}^6\text{Be}$ описывается последовательным механизмом распада через систему ${}^5\text{Li}$. Такую долю последовательного распада можно объяснить конкуренцией канала с одновременным вылетом двух протонов. Однако расчеты, в которых полагается, что два протона вылетают как скоррелированная пара только качественно воспроизводят особенности спектра. Наблюдаемое расхождение может быть обусловлено неадекватностью используемых моделей. Определенную ясность здесь может внести совместный анализ распада состояний 2^+ ($T = 1$) в изобарическом триплете ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, и ${}^6\text{Be}$. В этих ядрах с одинаковой ядерной структурой распад происходит с вылетом различных пар взаимодействующих нуклонов, потенциальные барьеры для которых различны.

Авторы благодарны В.И.Гольданскому за обсуждение работы.

Литература

1. Гольданский В.И. ЖЭТФ, 1960, 39, 497; УФН, 1965, 87, 255.
2. Абрамович С.Н., Моркин Л.А., Перешишкин В.А., Серов В.И. Изв. АН СССР, 1970, 34, 1724.
3. Артемов К.П., Гольдберг В.З., Петров И.П., Рудаков В.П., Сериков И.Н., Тимофеев В.А. ЯФ, 1973, 17, 255.
4. Geesaman D.F., McGrath R.L., Lesser P.M., Urone P.P., Ver West B. Phys. Rev., 1977, C15, 1835.
5. Cable M.D., Houkanen J., Parry R.F., Zhou S.H., Zhou I.Y., Cerny J. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 404.
6. Муздал А.Б. ЖЭТФ, 1955, 28, 3; Watson K.M. Phys. Rev., 1952, 88, 1163.
7. Balamuth D.P., Zurmühle R.W., Tabor S.L. Phys. Rev., 1974, C10, 975.
8. Phillips R.J.N. Nucl. Phys., 1964, 53, 650.

Поступила в редакцию

7 июля 1984 г.