

ЭМИССИЯ ${}^2\text{He}$ ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ${}^6\text{Be}$

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

В работе изучается распад возбужденного состояния ядра ${}^6\text{Be}$. В $\sim 25\%$ случаев распад осуществляется путем эмиссии ${}^2\text{He}$.

Предсказанный в работе ¹ механизм распада конкретных ядерных состояний путем испускания дидротона (${}^2\text{He}$) стимулировал проведение ряда экспериментов. В недавних работах ^{2,3} при изучении распада возбужденных состояний ${}^{22}\text{Mg}$ и ${}^{26}\text{Si}$, заселяемых при β -распаде, был получен отрицательный результат. Оказалось, что распад происходит последовательной эмиссией протонов через ряд промежуточных состояний. Исследование дупротонного распада основного состояния (0^+) ${}^6\text{Be}$ ⁴ не приводит к определенному заключению о возможности эмиссии ${}^2\text{He}$. В настоящей работе впервые получено указание на заметную роль эмиссии ${}^2\text{He}$ при распаде возбужденного состояния ${}^6\text{Be}$ ($J^\pi = 2^+$, $E^* = 1,67$ МэВ, $\Gamma = 1,16$ МэВ).

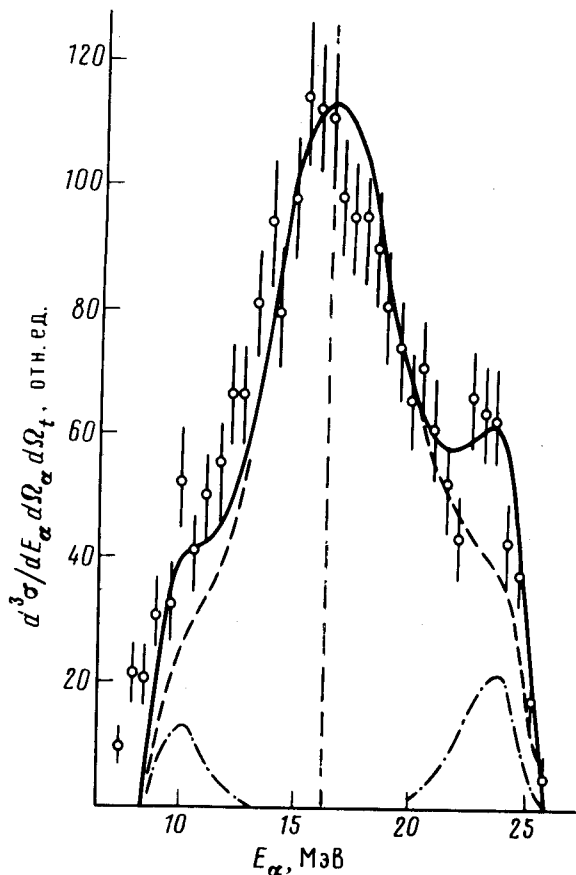
Методика эксперимента в целом повторяет применявшуюся в ⁴. Для получения ядер ${}^6\text{Be}$ использовалась реакция ${}^6\text{Li} ({}^3\text{He}, t) {}^6\text{Be}$ при энергии ионов ${}^3\text{He}$ 38,7 МэВ. Образующиеся при распаде ${}^6\text{Be}$ α -частицы детектировались под углом $25,4^\circ$ в совпадении с ядрами трития ($\theta_f = -91,6^\circ$), в спектре которых отчетливо проявляются два пика, характеризующие образование ${}^6\text{Be}$ в состояниях 0^+ и 2^+ . Путем отбора событий, соответствующих центральным областям этих пиков, выделялись спектры распадных α -частиц. По сравнению с предыдущими измерениями ⁴ были существенно уменьшены телесные углы детекторов (до $2 \cdot 10^{-4}$ ср.) и понижен порог регистрации α -частиц до 8 МэВ. Полученный спектр α -частиц, рождающихся при распаде основного состояния ${}^6\text{Be}$, в пределах экспериментальных ошибок согласуется с предыдущими результатами.

На рисунке изображен спектр α -частиц из распада возбужденного состояния ${}^6\text{Be}$ в лабораторной системе координат. Вертикальной пунктирной линией отмечена энергия, которой соответствует минимальная скорость α -частиц в системе покоя бериллия при энергии возбуждения

$E^* = 1,67$ МэВ (нулевая скорость не достигается, поскольку ядра ${}^6\text{Be}$ испускаются под углом $24,9^\circ$, т.е. не непосредственно в направлении α -детектора). Слева от пунктира эмиссия α -частиц происходит против направления движения ${}^6\text{Be}$, справа — в переднюю полусферу. Ход спектра слева и справа от пунктира должен качественно повторяться, количественное различие обуславливается кинематикой реакции.

Из рисунка видно, что наибольший выход α -частиц наблюдается вблизи центра спектра, что связано с кинематическим усилением. Также наблюдается пик при энергии ~ 23 МэВ, где ожидается проявление вылета ${}^2\text{He}$. Соответствующий пик в левой части спектра должен быть менее ярко выраженным из-за кинематических эффектов.

Роль последовательного распада через промежуточное ядро ${}^5\text{Li}$ можно оценить с помощью R -матричной теории для каскада 5 . Выражение для амплитуды вероятности распада включает в себя резонансный брейт-вигнеровский множитель, соответствующий промежуточному ядру ${}^5\text{Li}$, а также — из-за большой ширины уровня 2^+ в ${}^6\text{Be}$ — аналогичный резонансный множитель и для этого уровня. Кроме того, в выражение для вероятности распада должна входить сумма произведений сферических функций и коэффициентов векторного сложения. Зависимость от этой суммы на первом этапе для простоты пренебрегалась. Амплитуда процесса записывалась с учетом тождественности испускаемых протонов. Рассчитанное для системы покоя бериллия (СЦМ) распределение $d^3\sigma/dE_\alpha^{СЦМ} d\Omega_\alpha^{СЦМ} dE^*$ переводилось в спектр $d^3\sigma/dE_\alpha d\Omega_\alpha \cdot dE_t$ в лабораторной системе координат, который проектировался затем на ось E_α . При пере-



Спектр α -частиц из распада ${}^6\text{Be}(2^+)$ (лабораторная система координат)

ходе из СЦМ в лабораторную систему учитывались с помощью метода Монте-Карло конечные размеры детекторов и пучка на мишени. Итоговый результат изображен на рисунке пунктирной кривой. Из рисунка видно, что расчет хорошо описывает центральную область, однако пик при энергии ~ 23 МэВ не воспроизводится.

Была предпринята попытка описать оставшуюся часть спектра в предположении, что имеет место эмиссия дипротона. Тогда вероятность распада оказывается пропорциональной квадрату волновой функции относительного движения протонов, умноженному на фактор проникаемости для системы ${}^2\text{He} - {}^4\text{He}$ и на резонансный брейт-вигнеровский множитель, соответствующий состоянию 2^+ ядра ${}^6\text{Be}$. Распределение в лабораторной системе координат, полученной методом, описанным в предыдущем абзаце, приведено на рисунке штрих-пунктиром. Сплошной линией дана сумма вкладов рассматриваемых процессов, полученная путем подгонки к опытным данным методом наименьших квадратов (свободными параметрами были коэффициент ветвления по этим двум каналам и полный выход α -частиц). Видно, что с учетом возможности эмиссии ${}^2\text{He}$ удается хорошо воспроизвести весь экспериментальный спектр.

Таким образом, получено первое свидетельство об эмиссии ${}^2\text{He}$, на долю которой приходится $25 \pm 6\%$ случаев распада ${}^6\text{Be}(2^+)$.

Вместе с тем, с помощью такого же модельного подхода не удалось столь же успешно описать данные по распаду основного состояния ${}^6\text{Be}^4$. Это может быть связано с тем, что если вылет протона с возбужденного уровня осуществляется с $Q \sim 1$ МэВ, то основное состояние лежит даже ниже уровня ${}^5\text{Li}$ на 0,59 МэВ. И хотя в принципе из-за большой ширины ${}^5\text{Li}$ ($\Gamma = 1,5$ МэВ) последовательная эмиссия в этом случае возможна, однако различие между последовательным и одновременным вылетом протонов может оказаться достаточно условным. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

В заключении авторы хотят выразить благодарность за полезные обсуждения В.И.Гольданскому и В.З.Гольдбергу.

Литература

1. Гольданский В.И. УФН, 1965, 87, 255.
2. Sable M.D., Houkanen J., Parry R.F., Zhou S.H., Zhou Z.Y., Cerny J. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 404.
3. Sable M.D., Houkanen J., Schoemer E.C., Ahmed M., Reiff J.E., Zhou Z.Y., Cerny J. Phys. Rev., 1984, C30, 1276.
4. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А., Муха И.Г., Оглоблин А.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 204.
5. Goulard E. Nucl. Phys., 1970, A140, 225.
6. Артемов К.П., Гольдберг В.З., Петров И.П., Рудаков В.П., Сериков И.Н., Тимофеев В.А. ЯФ, 1973, 17, 255.