

ОБ ИСПУСКАНИИ β^+ -ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПАР ПРОТОНОВ И ДВАЖДЫ β^+ -ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ И α -ЧАСТИЦ

В.И. Гольданский

Наряду с двумя предсказанными в 1960 г. видами радиоактивного распада с испусканием нуклонных пар — пока не обнаруженной на опыте двупротонной радиоактивностью и впервые наблюдаемым в 1979 г. испусканием β^- -запаздывающих пар нейтронов — возможно испускание β^+ -запаздывающих пар протонов.

Приводится перечень вероятных примеров. Должно наблюдаться, также, испускание дважды β^+ -запаздывающих протонов и α -частиц — после цепочек из двух актов β^+ -распада — в частности, дважды β^+ -задержанные протонно-радиоактивные распады из возбужденного состояния ядер.

В 1960 г. было предсказано [1, 2] существование двух видов радиоактивного распада с испусканием пар нуклонов — двупротонной радиоактивности и испускания β^- -запаздывающих нейтронных пар.

Двупротонная радиоактивность, ожидаемые свойства которой детально анализировались в ряде работ (см. обзор [3]), до сих пор не обнаружена на опыте, поскольку пока еще не удалось синтезировать ядра с необходимым для этого очень глубоким дефицитом числа нейтронов. Однако, испускание β^- -запаздывающих нейтронных пар недавно впервые удалось наблюдать на примере ^{11}Li [4], а затем — и $^{30, 31, 32}\text{Na}$ [5].

В этой связи представляет интерес возможность наблюдения своего рода зеркального процесса — испускания β^+ -запаздывающих протонных пар. Перспективы наблюдения этого процесса могут оказаться более близки, чем для "чистой" $2p$ -радиоактивности, ибо он должен реализоваться при менее сильном дефиците нейтронов, при еще положительной энергии связи пары протонов. Вместе с тем, если вылет запаздывающих протонных пар связан с необходимостью туннелирования сквозь потенциальный барьер, то наблюдения энергетической и угловой корреляции двух запаздывающих протонов могут дать — как и при "чистом" двупротонном радиоактивном распаде — сведения о характере взаимодействия между этими протонами в подбарьерной области, где притяжение за счет ядерных сил постепенно сменяется кулоновским отталкиванием.

Из экспериментальных значений и предсказаний масс атомных ядер и энергий разных путей их распада [6] следует возможность существования довольно большого числа β^+ -излучателей запаздывающих протонных пар, для которых вслед за определяющим наблюдаемое время запаздывания β^+ -распадом могут происходить конкурирующие друг с другом процессы испускания протонных пар, одиночных протонов, α -частиц и γ -квантов.

Воспользовавшись известными значениями масс изотопов с $A = 4K - 2$ от ^{18}Ne до ^{38}Ca [7] и предсказаниями свойств нейтронодефицитных ядер [8] можно заключить, что излучателями β^+ -запаздывающих пар прото-

нов должны быть ядра с $Z = 2K + 1$ и $A = 2Z - 4$ (при $K = 5 - 15$), $A = 2Z - 2$ (при $K = 16 - 19$), $A = 2Z$ (при $K = 20 - 25$).

При этом из совокупности данных об энергиях возбуждения состояний с более высокими, чем основное, значениями изотопического спина [9], явствует, что, начиная с ^{50}Co испускание β^+ -запаздывающих протонных пар становится энергетически возможным даже после сверхразрешенного β^+ -распада ($\Delta T = 0$) с образованием аналогового исходному ядру возбужденного состояния дочернего ядра — $2p$ -эмиттера. Периоды полураспада для таких сверхразрешенных переходов убывают в ряду от ^{58}Co до ^{102}Sb от ~ 120 мсек до ~ 10 мсек.

Случаи последовательного и одностадийного испускания двух протонов при распаде с возбужденного уровня ядра AZ , энергии которого (E^*) превышает энергию связи двух протонов (S_{2p})

$${}^AZ^* \rightarrow p + {}^{A-1}(Z-1)^* \rightarrow p + {}^{A-2}(Z-2)$$

$${}^AZ^* \rightarrow 2p + {}^{A-2}(Z-2)$$

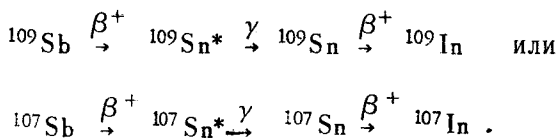
легко различить на опыте даже при невозможности их прямого разрешения по времени.

В самом деле, при регистрации пар протонов с помощью схем совпадений последовательности испускания двух одиночных протонов будут отвечать различные линии их энергетических спектров — E_1 и E_2 , причем $E_1 + E_2 = E^* - S_{2p}$ (мы пренебрегаем здесь энергией отдачи ядер), тогда как при одностадийном двупротонном распаде в энергетическом спектре протонов появится гауссовская область сплошного спектра с центром при $\frac{1}{2}(E^* - S_{2p})$ и характерной шириной, определяемой энергетической корреляцией двух испускаемых протонов [1 — 3]. В простейшем случае эта ширина $\Delta E \sim \sqrt{\epsilon_0(E^* - S_{2p})}$, где $\epsilon_0 \approx 70$ кэВ — энергия виртуального $1S_0$ -уровня системы из двух нуклонов. Для таких протонов возникает также определенная угловая корреляция в области порядка $\Delta\theta \sim \sqrt{\epsilon_0/(E^* - S_{2p})}$, тогда как последовательное испускание двух протонов должно быть практически изотопным.

Конкуренция трех вариантов испускания β^+ -запаздывающих заряженных частиц — ($\beta^+ 2p$), ($\beta^+ p$) и ($\beta^+ \alpha$) — довольно легко поддается полуколичественным оценкам, особенно в тех случаях, когда все эти варианты могут реализоваться и из изотопически аналогового состояния дочернего ядра. Для осуществления испускания β^+ -запаздывающих заряженных частиц необходимо, конечно, чтобы вылет этих частиц не был задержан кулоновским и центробежным потенциальными барьерами до такой степени, что главным каналом снятия возбуждения дочернего ядра станет испускание γ -квантов, после которого эмиссия протонов и α -частиц станет энергетически невозможной.

Существенно, однако, что и в этом случае открывается возможность наблюдения новых вариантов радиоактивного распада нейтронодефицитных ядер, а именно — испускания дважды β^+ -запаздывающих протонов и α -частиц. Начиная с ^{38}Ca , перечисленные выше изотопы — вероятные $2p$ -эмиттеры из возбужденных состояний, становятся в своих основных состояниях β^+p -излучателями запаздывающих протонов (см.

обзоры [10, 11]), а начиная с ^{58}Zn — также и β^+ -излучателями за-
паздывающих α -частиц. Испускание протонов и α -частиц после цепочек
из двух последовательных актов β^+ -распада может осуществляться и
для гораздо более тяжелых, чем упомянутые выше, изотопов. Иллюс-
tratивными примерами могут служить цепочки распадов:



В случаях типа ^{107}In можно ожидать протекающих с достаточно малы-
ми, измеримыми скоростями протонного и α -радиоактивных распадов
возбужденных ядер, образующихся вследствие двух предшествующих ак-
тов β^+ -распада. Как известно, до настоящего времени наблюдался лишь
один случай протонной радиоактивности возбужденных ядер — распад
изомера ^{53}Co [12, 13]. Рассмотренный механизм существенно расширя-
ет круг подобных возможностей.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 октября 1980 г.

После переработки
23 октября 1980 г.

Литература

- [1] В.И.Гольданский. ЖЭТФ, **39**, 497, 1960.
- [2] V.I.Goldanskii. Nucl. Phys., **19**, 482, 1960.
- [3] В.И.Гольданский. УФН, **87**, 255, 1965.
- [4] R.E.Azuma, L.C.Carranz, P.G.Hansen, B.Jonson, K.L.Kratz, S.Mattson,
G.Nyman, H.Ohm, H.L.Ravn, A.Schroder a. W.Ziegert. Phys. Rev. Lett.,
43, 1652, 1979.
- [5] C.Detras, M.Epherre, D.Guillemand, P.G.Hansen, B.Jonson, R.Klapisch,
M.Langevin, S.Mattson, F.Naulin, G.Hyman, H.L.Ravn, A.M.Poskanzer,
M. de Saint-Simon, K.Takahashi, C.Thibault, F.Touchard. Phys.
Lett. (B), **94**, 307, 1980.
- [6] Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1975 Mass Predictions. **17**,
N 5 — 6, 1976.
- [7] A.H.Wapstra, K. Bos. At. Data Nucl. Data Tab., **17**, 474, 1976.
- [8] S.Liran, N.Zeldes. At. Data Nucl. Data Tab. **17**, 431, 1976.
- [9] J.Jánecke. Nucl. Phys., **73**, 97, 1965.
- [10] V.I.Goldanskii. Ann. Rev. Nucl. Sci., **16**, 1, 1966.
- [11] J.Cerny, J.C.Hardy. Ann. Rev. Nucl.Sci., **27**, 333, 1977.
- [12] K.P.Jackson, C.U.Cardinal, H.C.Evans, N.A.Jelley, J.Cerny. Phys.
Lett (B), **33**, 281, 1970.
- [13] J.Cerny, J.E.Esterl, R.A.Gough, R.G.Sextro. Phys. Lett, (B), **33**, 284,
1970.