УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ HAYK

539.169

ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ (Перспективы обнаружения и изучения)

В. И. Гольданский

І. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени подробно, на десятках и сотнях примеров изучены три вида самопроизвольных превращений химических элементов: α-распад, β-распад (в трех вариантах: β-распад, β+-распад и электронный захват), спонтанное деление. Между тем еще Резерфорд предполагал возможность самопроизвольных превращений элементов путем испускания протонов. Первый детальный анализ проблемы протонной радиоактивности и перспектив ее наблюдения был дан в 1951 г. Б. С. Джелеповым ¹. Однако и протонная радиоактивность еще не исчерпывает всех мыслимых путей самопроизвольных превращений элементов. Спаривание протонов в атомных ядрах приводит к возможности пятого вида таких превращений — двупротонной радиоактивности, о которой и пойдет речь в этой статье.

Пусть энергия присоединения к ядру _{Z=2m} M_N^A следующего нечетного протона (иными словами, энергия связи протона в ядре _{Z=2m+1} M_N^{A+1}) равняется В_{р нечет}. Благодаря выигрышу энергии при спаривании протонов энергия присоединения еще одного, четного, протона (т. е. энергия связи протона в ядре _{Z=2m+2} M_N^{A+2}) B_p чет оказывается, как правило, больше, чем В_{р нечет}, несмотря на действующее в противоположную сторону возрастание кулоновской энергии отталкивания протонов. Пренебрегая этим изменением кулоновской энергии, будем определять энергию спаривания протонов Еспарив как разность

$$B_{p \text{ ver}(2m+2)} - B_{p \text{ hever}(2m+1)} = E_{\text{спарив}} > 0$$

(обычно $E_{\text{спарив}} \approx 2 M \mathfrak{s}$).

Очевидно, что энергия связи двух протонов в ядре $z_{=2m+2}M_N^{A+2}$ равна $B_{2p} = B_{pqer} + B_{p нечеr} = 2B_{p qer} - E_{спарив} = 2B_{p нечеr} + E_{спарив}$, так что при $B_{p нечеr} < 0$, т. е. при $B_{p qer} < E_{спарив}$, оказывается легче оторвать от четного по Z ядра сразу пару протонов, чем лишь один — «четный». Если же $B_{p qer} < \frac{1}{2}E_{спарив}$ (иными словами, энергия распада нечетного по Z ядра $Q_{p нечеr} > \frac{1}{2}E_{спарив}$), то возникает энергетическая неустойчивость четных по Z ядер к распаду с испусканием двух протонов сразу — энергия двупротонного распада $Q_{2n} = -B_{2n} > 0$ сразу — энергия двупротонного распада $Q_{2p} = -B_{2p} > 0$, тогда как энергия связи одного --- «четного»- протона может еще оставаться положительной: $0 < B_{p \text{ чет}} < \frac{1}{2} E_{\text{спарив}}$. Первый пример ядра, существование которого оказывается невозмож-

ным из-за двупротонной неустойчивости, был продемонстрирован еще

в 1957 г. Г. Ф. Богдановым, Н. А. Власовым, С. П. Калининым, Б. В. Рыбаковым и В. А. Сидоровым, а затем дополнительно исследован в других работах (см., например, ³). Это — Ве⁶, схема распада которого, основанная на сводке данных ⁴, приводится на рис. 1. В данном случае $B_{p \text{ чет}}$ (Be⁶) = 0,57 *Мэв*, $Q_{p \text{ нечет}}$ (Li⁵) = — $B_{p \text{ нечет}} = 1,97$ *Мэв*, т. е. Q_{2p} (Be⁶) = = 1,4 *Мэв* и $E_{\text{спарив}} = 2,54$ *Мэв*. Время жизни Ве⁶ относительно распада Be⁶ \rightarrow He⁴ + 2p составляет $\tau \ge 4 \cdot 10^{-21}$ сек, что почти на два порядка превышает характерное ядерное время ($\sim 10^{-22}$ сек), равное по порядку величины периоду обращения нуклона внутри ядра и примерно в 10 раз больше средней продолжительности жизни ядра Li⁵ ($\tau \approx 4 \cdot 10^{-22}$ сек), распадающегося на протон и α -частицу. Ве⁶ является, видимо, не единственным примером несуществующих в силу 2p-неустойчивости ядер, т. е. «мгновенно» разваливающихся двупротоннонестабильных систем. Так,



Рис. 1. Схема распада Ве⁶ (Г < 150 кэе).

анализируя границы существования нейтронодефицитных изотопов легких элементов, Я. Б. Зельдович⁵ поставил под сомнение существование еще трех четных по Z ядер: O¹², Ne¹⁶, Mg¹⁹ — в силу их возможной двупротонной энергетической неустойчивости. Опыты Власова с сотрудниками, как и прогнозы Зельдовича, еще не касались ни самой возможности существования двупротонной радиоактивности, ни тем более свойств этого вида радиоактивного распада ядер. Речь шла лишь о том, «быть или не быть» нескольким легким ядрам, в зависимости от того, положительна или отрицательна энергия связи пар протонов в этих ядрах. В случае Be⁶ опыты ответили: «не быть», в случаях O¹², Ne¹⁶, Mg¹⁹ была предположена возможность такого ответа, возможность энергетической неустойчивости к вылету сразу двух протонов.

Ясно, однако, что энергетическая неустойчивость является лишь необходимым, но еще не достаточным условием наличия радиоактивного распада, что эта неустойчивость сама по себе еще отнюдь не эквивалентна радиоактивности.

Многие десятки изотопов тяжелых элементов энергетически неустойчивы к α-распаду и спонтанному делению, но являются тем не менее вполне стабильными. С другой стороны, известно и много примеров (особенно среди легких ядер), когда время жизни энергетически неустойчивых систем столь мало, что речь идет уже не о существовании тех или иных радиоактивных изотопов, но о метастабильных состояниях системы с заданными числом нуклонов и изотопическим спином. К числу таких примеров относятся не только Li⁵ или Be⁶, но и, скажем, известный еще с 1951 г. ⁶ случай В⁹ — ядра, неустойчивого к испусканию сильно подбарьерного протона из основного состояния ($\Gamma \ll 750$ эс⁷), однако тоже, конечно, не причисляемого к радиоактивным, хотя его время жизни уже почти на четыре порядка больше характерного ядерного времени. Классификация разных нестабильных ядерных состояний недавно рассматривалась в УФН в обзоре А. И. Базя, Я. Б. Зельдовича и автора⁸, и поэтому нет смысла подробнее останавливаться здесь на этом вопросе. Заметим лишь, что для того, чтобы не смешивать самопроизвольные и инициированные превращения ядер, радиоактивность и распад составного ядра в ядерных реакциях, обычно ограничивают понятие радиоактивных распадов измеримым на опыте временем $\tau > 10^{-12} - 10^{-10}$ сек.

Именно это обстоятельство имелось в виду Б. С. Джелеповым при переходе от очевидного следствия нейтронного дефицита — появления протонной нестабильности ядер к конкретному анализу возможностей существования и свойств протонной радиоактивности¹.

В случае двупротонного распада переход от предположений о нестабильности ядер к рассмотрению возможной их радиоактивности оказывается, однако, несколько сложнее, чем для тривиального однопротонного распада. Дело в том, что двупротонная радиоактивность является задачей трех тел, с тремя попарными кулоновскими взаимодействиями или в пренебрежении кулоновским *pp*-взаимодействием — задачей о прохождении сразу двух протонов сквозь окружающий ядро потенциальный барьер. Как сказывается на таком прохождении обмен энергией между протонами, их спаривание или деспаривание под потенциальным барьером, как в результате этого связана энергия 2*p*-распада со временем жизни двупротоннонеустойчивых ядер? Только ответив на эти вопросы, можно было прийти к определенным выводам о возможности самого существования двупротонной радиоактивности и о такой наиболее важной ее характеристике, как энергетическая корреляция протонов.

Это и было сделано в работах $^{\hat{9}, 10}$. Сопоставление энергий спаривания со скоростями туннельного проникновения дипротона как целого или независимо двух протонов привело к выводу⁹, что «для изотопов с четными Z даже при еще положительной энергии связи одного протона может возникнуть нестабильность к одновременному испусканию двух протонов, как это имеет, например, место для Be⁶. Но в силу наличия кулоновского барьера такая нестабильность может привести к двупротонной радиоактивности ряда изотопов, стабильных и к протонному, и к α-распаду».

В работах ^{9,10} (см. также обзор ¹¹) были получены основанные на изотопической инвариантности очень простые соотношения, позволяющие с хорошей точностью предсказывать все основные свойства нейтронодефицитных изотопов легких элементов. Эти соотношения, которых мы еще коснемся в конце данного обзора, были использованы для рассмотрения некоторых конкретных примеров возможных 2*p*-радиоактивных ядер. В ряде последующих работ 12-14 было дано элементарное теоретическое описание основных свойств нового гипотетического вида радиоактивного распада при наличии только кулоновского барьера, а также приводился перечень возможных 2p-радиоактивных ядер при Z < 50 и анализировались пути их получения. Уточненная теория двупротонного распада при l=0 на основе уравнений теории сверхтекучести ядра была развита в ¹⁵. В работе ¹⁶ рассматривалось влияние центробежного барьера на 2*p*-распад, а в ¹⁷ — специфика 2*p*-радиоактивности ядер тяжелее олова, энергетически неустойчивых также и к однопротонному, и к α-распаду. Появилось в печати и сообщение 18 об экспериментальных поисках нового вида радиоактивности на примере Ne¹⁶.

Сравнивая двупротонную радиоактивность с другими физическими явлениями, нетрудно усмотреть довольно близкую аналогию с туннельным переходом электронов между металлами в сверхпроводящем и нормальном состояниях под действием разности потенциалов, превышающей ширину щели в сверхпроводнике.

П. СКОРОСТЬ ДВУПРОТОННОГО РАСПАДА

Применение обычных формул туннельного прохождения сквозь кулоновский барьер к дипротону как единой частице приводит к такому выражению для экспоненциального фактора C_{2p} в константе $\lambda_{2p} = K_{2p}e^{-2C_{2p}}$ радиоактивного 2*p*-распада ядра с зарядом *Z* и массовым числом *A*:

$$C_{2p} = \frac{(Z-2) e^2 \sqrt{m}}{\hbar} \frac{4}{\sqrt{Q_{2p}}} [\arccos x^{1/2} - x^{1/2} (1-x)^{1/2}], \qquad (1)$$

где *т* — масса протона,

$$x = rac{Q_{2p}}{U_{ ext{kyjoh } 2p}}, \ U_{ ext{kyjoh } 2p} pprox rac{2 \ (Z-2)}{1, 25 + (A-2)^{1/3}} \ M$$
əb

(далее мы будем обозначать Q_{2p} просто через Q).

Возникает вопрос о том, как изменится эта константа при независимом одновременном вылете двух протонов. Естественно считать, что в данном случае $\lambda_{p_1p_2} \approx K_p e^{-2C_{p_1}} e^{-2C_{p_2}}$, причем $K_p \approx 10^{22} \ ce\kappa^{-1}$, а

$$C_{p} = \frac{(Z-1)e^{2}\sqrt{m}}{\hbar} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Q_{p}}} [\arccos y^{1/2} - y^{1/2}(1-y)^{1/2}], \qquad (2)$$
$$y = \frac{Q_{p}}{U_{\text{кулон } p}}, \quad U_{\text{кулон } p} \approx \frac{Z-1}{1+(A-1)^{1/3}} M_{\mathcal{B}}$$

(далее мы будем опускать индексы p там, где к ним добавляются обозначения «чет», «нечет», 1 или 2).

Будем пренебрегать энергией отдачи ядер (т. е. принимать энергию распада Q за энергию испускаемых протонов E), массой и зарядом протона по сравнению с остаточным ядром, а также различием в размерах протона и дипротона в выражении для $U_{\rm кулон}$.

тона и дипротона в выражении для $U_{\text{кулон}}$. Пусть энергия одного из протонов $E_1 = Q_1 = Q (1 + \varkappa)/2$, а энергия другого протона $E_2 = Q_2 = Q (1 - \varkappa)/2^*$). Тогда $y_1 + y_2 = 2x$, причем $y_1 = x (1 + \varkappa), y_2 = x (1 - \varkappa)$ и

$$C_{1}+C_{2} = \frac{Ze^{2}\sqrt{m}}{\hbar} \frac{2}{\sqrt{Q}} \left\{ \frac{\arccos\left[x\left(1+\varkappa\right)\right]^{1/2} - \left[x\left(1+\varkappa\right)\right]^{1/2}\left[1-x\left(1+\varkappa\right)\right]^{1/2}}{(1+\varkappa)^{1/2}} + \frac{\arccos\left[x\left(1-\varkappa\right)\right]^{1/2} - \left[x\left(1-\varkappa\right)\right]^{1/2}\left[1-x\left(1-\varkappa\right)\right]^{1/2}}{(1-\varkappa)^{1/2}} \right\}, \quad (3)$$

а при $x \ll 1$, т. е. в наиболее интересных случаях,

$$C_{1}+C_{2} \approx \frac{Ze^{2}\sqrt{m}}{\hbar} \frac{2}{\sqrt{Q}} \left\{ \frac{\frac{\pi}{2}-2\left[x\left(1+\varkappa\right)\right]^{1/2}}{\left(1+\varkappa\right)^{1/2}} + \frac{\frac{\pi}{2}-2\left[x\left(1-\varkappa\right)\right]^{1/2}}{\left(1-\varkappa\right)^{1/2}} \right\}.$$
 (4)

^{*)} В статьях ⁹⁻¹³ использовались обозначения: $E_1 = (Q/2) + (\varkappa Q_2)$ и $E_2 = (Q/2) - \varkappa Q_2$, однако нагляднее воспользоваться соотношениями $E_1 = Q (1 + \varkappa)/2$ и $E_2 = Q (1 - \varkappa)/2$, имея при этом в виду, что величина х здесь вдвое больше, чем в предыдущих статьях.

Легко убедиться, что сумма $C_1 + C_2$ минимальна, т. е. распад наиболее вероятен, если x = 0 при равной энергии обоих испускаемых протонов ^{9, 10}. При этом $C_1 = C_2 = C_p = \frac{1}{2} C_{2p}$, так что

$$(C_1 + C_2)_{\min} = C_{2p} \approx \frac{Ze^2 \sqrt{m}}{\hbar} \frac{4}{\sqrt{Q}} \left[\frac{\pi}{2} - 2x^{1/2} \right].$$
 (5)

Таким образом, с точностью до предэкспоненциального множителя испускание дипротона с энергией Q как единого целого столь же вероятно, как и одновременный независимый вылет двух протонов с одинаковой энергией — по Q/2 у каждого. Йенеке ¹⁴ обратил внимание на то, что

при вылете за пределы ядра дипротона как целого эффективная энергия распада уменьшается на величину ε₀ ≈ 70 кэв на энергию виртуального синглетного уровня системы нуклон — нуклон. Замена Q на *О* — ε₀ приводит к тому, что при чисто кулоновском барьере вероятность вылета двух неза-висимых протонов оказывается ч выше, чем для дипротона, т. е. распад дипротона происходит на внутренней границе кулоновского потенциального барьера. Как мы увидим дальше, при наличии не только кулоновского. но и центробежного барьера деспаривание испускаемых протонов происходит под барьером или даже на наружной границе барьера. При этом скорость двупротонного распада описывается соотношением (1) с заменой Q на разность Q – є₀.

Приведенные соображения о скорости радиоактивного распада с одновременным вылетом Ap never Ap never Ap never R_q R_q r

Рис. 2. Схема уровней, отвечающих протонному и двупротонному распаду.

двух протонов являются, конечно, лишь первым приближением (хотя оно и оказалось достаточно точным). Ведь в таком процессе участвует сразу несколько частиц, и для его описания надо решать задачу минимум о трех взаимодействующих друг с другом телах. Более последовательная теория двупротонной радиоактивности для вылета протонов с нулевым орбитальным моментом была дана В. М. Галицким и В. Ф. Чельцовым¹⁵.

При решении этой проблемы они исходили из ее формального сходства с задачей о спаривании нуклонов в сферически-симметричном ядре, которая многократно решалась в связи с вопросом о сверхтекучести ядерной материи.

Авторы ¹⁵ исходили из следующей модели. Рассмотрим потенциал с кулоновским барьером (рис. 2), и пусть протон в области действия этого потенциала может находиться в квазистационарном состоянии с энергией протонного распада $Q_{\text{нечет}}$ и шириной ү. Поместим теперь на этот же уровень еще один протон. Из-за ядерного взаимодействия между протонами U (1, 2) полная энергия распада будет равна не $2Q_{\text{нечет}}$, а $Q = 2Q_{\text{нечет}}$ —

 $-E_{\text{спарив}}$. Как явствует из сказанного выше, для ядер, устойчивых к испусканию одного (нечетного) протона, но нестабильных к двупротонному распаду, $1/2 E_{\text{спарив}} > B_{\text{чет}} > 0$, или, иными словами, $2Q_{\text{нечет}} > E_{\text{спарив}} > Q_{\text{нечет}}$. Пара протонов находится в квазистационарном состоянии с энергией двупротонного распада Q и шириной Г. Один протон вылететь с этого уровня не может, ибо, даже покинув ядро с нулевой энергией, он не сумеет оставить своему «напарнику» достаточно энергии, чтобы тот смог занять единственный доступный ему уровень $Q_{\text{нечет}}$.

единственный доступный ему уровень $Q_{\text{нечет}}$. Полное уравнение Шрёдингера имеет вид $H(1, 2)\Psi(1, 2) = E\Psi(1, 2)$, где $H(1, 2) = H_0(1) + H_0(2) + U(1, 2)$, а $H_0(i)$ — гамильтониан каждого из протонов (i = 1, 2).

Далее, двупротонная функция $\Psi(1, 2)$ раскладывается по радиальным волновым функциям одиночных протонов $R_{\varepsilon}(r)$:

$$\Psi(1, 2) = \frac{1}{r_1 r_2} \Omega(1, 2) \int C(\varepsilon_1, \varepsilon_2) R_{\varepsilon_1}(r_1) R_{\varepsilon_2}(r_2) d\varepsilon_1 d\varepsilon_2, \qquad (6)$$

где Ω (1, 2) — угловая часть волновой функции.

Использование этого разложения приводит к уравнению, имеющему обычный для теории сверхтекучести ядра вид

$$(\varepsilon_{1} + \varepsilon_{2}) C (\varepsilon_{1}\varepsilon_{2}) \rightarrow E_{c \pi a p \mu B} \sqrt{\Delta(\varepsilon_{1}) \Delta(\varepsilon_{2})} \times \\ \times \int C (\varepsilon_{1}', \varepsilon_{2}') \sqrt{\overline{\Delta(\varepsilon_{1}') \Delta(\varepsilon_{2}')}} d\varepsilon_{1}' d\varepsilon_{2}' = EC (\varepsilon_{1}, \varepsilon_{2}), \qquad (7)$$

причем

$$\Delta \varepsilon = rac{\gamma}{\pi \left[(\varepsilon - Q_{\mathrm{Heyer}})^2 + \gamma^2 \right]}$$
 ,

а постоянная $E_{\text{спарив}}$ определяется усредненной по угловым переменным энергией взаимодействия между протонами $\overline{U}(1, 2)$:

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon}_{1}, \boldsymbol{\varepsilon}_{2} | \overline{U}(1, 2) | \boldsymbol{\varepsilon}_{1}', \boldsymbol{\varepsilon}_{2}' \rangle \equiv -E_{\text{спарив}} \sqrt{\Delta(\boldsymbol{\varepsilon}_{1}) \Delta(\boldsymbol{\varepsilon}_{2}) \Delta(\boldsymbol{\varepsilon}_{1}') \Delta(\boldsymbol{\varepsilon}_{2}')}.$$
(8)

Решая обычными методами уравнение (7), В. М. Галицкий и В. Ф. Чельцов ¹⁵ нашли полную энергию системы $E = Q - i\Gamma$, где

$$\Gamma = \frac{16}{\pi \sqrt{6}} Q \sqrt{\frac{\hbar v}{Ze^2}} \gamma^2 \left(\frac{Q}{2}\right); \tag{9}$$

γ (Q/2) — ширина однопротонного распада с энергией Q/2, а v — скорость протона с такой энергией.

Очевидно, что экспоненциальный фактор, полученный в ¹⁵ таким, более точным путем, совпадает с нашими результатами ^{9, 10}, предэкспоненциальный же множитель, впервые вычисленный в ¹⁵, оказывается равным

$$K_{2p} = \frac{2\Gamma}{\hbar} = \frac{8\hbar}{\pi \sqrt{6}} \frac{Q}{E_{\text{спарив}}^2} \sqrt{\frac{\hbar v}{Ze^2}} K_p^2, \qquad (10)$$

где $K_p = \frac{2\gamma}{\hbar} \approx 10^{22} \ ce\kappa^{-1}$, так что численно при Z = 20 и при выражении Q и $E_{\text{спарив}}$ в Mэв

$$K_{2p} = 3, 3 \cdot 10^{-22} K_p^2 \frac{Q^{3/2}}{E_{c \pi a p \mu B}^2} \approx 10^{22} \ cek^{-1}$$

при $Q \approx 1$ Мэв и $E_{\text{спарив}} \approx 2$ Мэв.

Все приведенные выше выражения, как уже говорилось, не учитывают возможной роли центробежного барьера.

Как было показано в ¹⁶, положение существенно меняется при наличии центробежного барьера, например при распаде типа Ge⁵⁸ $\rightarrow 2p + Zn^{56}$, когда протоны вылетают с *f*-оболочки. При распаде исходного и образовании конечного ядра в основном состоянии спаренный «дипротон» вылетает здесь в виде *s*-волны и центробежный барьер вообще отсутствует. В случае же раздельного вылета двух протонов с орбитальным моментом *l* для каждого из них имеется наряду с кулоновским еще и центробежный барьер.

Что же вероятнее — вылет двух протонов, каждого с энергией Q/2, т. е. с суммарной энергией Q, дополнительно притормаживаемый центробежным барьером, или вылет спаренного «дипротона», для которого имеется только кулоновский барьер, но энергия равняется Q — ε_0 ? В общем случае экспоненциальный член константы распада имеет

В общем случае экспоненциальный член константы распада имеет теперь такой вид:

$$\exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\left[\int_{R}^{r_{0}}\sqrt{2(2m)\left[\frac{2Ze^{2}}{r}-Q+\epsilon_{0}\right]}\,dr+2\int_{r_{0}}^{R_{\max}}\sqrt{2m\left[\frac{\hbar^{2}l\left(l+1\right)}{2mr^{2}}+\frac{Ze^{2}}{r}-\frac{Q}{2}\right]}\,dr\right]\right\},\quad(11)$$

где r_0 — координата эффективного деспаривания дипротона под потенциальным барьером, а R_{\max} — координата наружного края барьера при данном *E*. Вводя обозначения

$$R_{\mathrm{кулон}} = \frac{2Ze^2}{Q}$$
 и $R_{\mathrm{u}5} = \frac{\hbar}{\sqrt{mQ}} \sqrt{l(l+1)}$,

получаем, что

$$R_{\max} pprox R_{ ext{kyjoh}} \left(1 + rac{R_{ ext{flg}}^2}{R_{ ext{kyjoh}}^2}
ight),$$

— приближение, справедливое при $R^2_{\tt ub} \ll R^2_{\tt Kyjnoh}$ (т. е. при $Z^2 \gg 5 l (l + 1) Q M_{26}$, — практически во всех реальных случаях).

Легко убедиться, что минимум суммы двух интегралов в (10), т. е. наиболее вероятный путь распада, отвечает значению

$$r_0 = \frac{\hbar}{\sqrt{m\varepsilon_0}} \sqrt{l(l+1)}.$$
 (12)

При $r_0 < R_{\text{max}}$ деспаривание «дипротона» происходит под барьером на расстоянии сильно превышающем не только радиус ядра R, но и амплитуду синглетного нуклон-нуклонного рассеяния или эффективный размер «"свободного" дипротона», $\hbar / \sqrt{m \epsilon_0} \approx 2.3 \cdot 10^{-12}$ см. При $r_0 > R_{\text{max}}$ пара протонов проходит весь свой путь сквозь барьер как единое целое.

Таким образом, спаривание испускаемых из ядра частиц приводит при наличии центробежного барьера к таким двум эффектам: 1) увеличение проницаемости барьера по сравнению с прохождением сквозь него двух независимых частиц; 2) «сдерживание» барьером виртуального синглетного состояния пары нуклонов на довольно больших расстояниях (почти до 10⁻¹¹ см), а отсюда — усиление угловой корреляции вылетающих частиц.

Основные формулы для проницаемости смешанных кулон-центробежных барьеров приведены в ¹⁹, соответствующие численные данные табулированы в ²⁰. Ограничимся здесь лишь одним численным примером — уже упомянутым гипотетическим двупротонным распадом Ge⁵⁹, для которого Q = 1,1 *Мэв*¹⁰ и l = 3. В данном случае $R = R_p + R_{\text{Ge}} \approx 6.8 \times \times 10^{-13}$ см, $R_{\text{кулон}} \approx 7.8 \cdot 10^{-12}$ см, $R_{\text{пб}} \approx 2.1 \cdot 10^{-12}$ см, $R_{\text{max}} \approx 8.4 \cdot 10^{-12}$ см, $r_0 \approx 8 \cdot 10^{-12}$ см. Таким образом, деспаривание происходит в области под потенциальным барьером, вблизи наружного его края.

При отсутствии всякого центробежного барьера деспаривание происходило бы на внутренней границе кулоновского барьера и экспоненциальный фактор задержки распада составлял бы в данном случае $\sim 10^{-22}$. При вылете двух одиночных протонов с l = 3 и наивероятнейшим значением энергии $E_1 = E_2 = 0.55$ Мэв совместное действие кулоновского и центробежного барьеров изменило бы здесь фактор задержки до 10^{-34} , сделав тем самым 2*p*-распад вовсе не наблюдаемым на фоне сверхразрешенного β^+ -распада (ожидаемое время жизни Ge⁵⁸ ~ 0.1 сек). Однако спаривание приводит к чрезвычайно сильному эффекту: центробежный барьер снижает здесь скорость распада всего на один, а не на двенадцать порядков, как было бы для неспаренных протонов. Вероятность 2*p*-распада Ge⁵⁸ при вышеуказанном значении *Q* оказывается порядка 1%, т. е. подобный распад остается вполне наблюдаемым. Таким образом, центробежный барьер должен влиять на скорость 2*p*-распада в гораздо меньшей степени, чем на скорость «обычного» однопротонного распада.

Обусловленное спариванием резкое повышение проницаемости потенциальных барьеров при туннельных переходах двух частиц должно приводить и к относительно большим сечениям процессов переноса двух нейтронов или двух протонов в ядерных реакциях тяжелых ионов. Вероятность переноса пары нуклонов с «погашением» центробежного барьера может оказаться весьма близкой к вероятности переноса одного нуклона сквозь возросший за счет орбитального момента потенциальный барьер. Выше мы сравнили двупротонную радиоактивность с туннельным переходом электронов из сверхпроводника в нормальное металлическое состояние. Продолжая эту аналогию, можно было бы именовать туннельный переход пар нуклонов от одного ядра к другому в реакциях тяжелых ионов «ядерным эффектом Джозефсона»²¹*).

III. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ПРОТОНОВ В ДВУПРОТОННОМ РАСПАДЕ

Энергетическая корреляция, характерная для протонов, испускаемых при 2*p*-распаде, была рассмотрена нами в ^{9,10} (см. также обзор ¹¹) и затем более подробно в ^{12,13}.

Эта корреляция должна возникать как прямое следствие туннельного прохождения протонов сквозь кулоновский потенциальный барьер, как мы видели, наиболее вероятного при делении энергии распада поровну между двумя протонами.

В самом деле, уменьшение вероятности прохождения барьера $W_6(E)$ с уменьшением энергии протона на некоторую величину δE всегда оказывается сильнее, чем возрастание этой вероятности при таком же (на δE) увеличении энергии протона, т. е.

$$\frac{W_{6}(E)}{W_{6}(E-\delta E)} > \frac{W_{6}(E+\delta E)}{W_{6}(E)}$$
,

или, иначе говоря, $(W_6(E))^2 > W_6(E - \delta E) W_6(E + \delta E)$. Для наглядности ограничимся здесь простейшим вариантом — сильно подбарьерным случаем, когда не только $x \ll 1$, но и $\sqrt{x} \ll \frac{\pi}{4}$, так что в (5) можно

^{*)} Эффектом Джозефсона называется тупнельное проникновение куперовских пар из одного сверхпроводника в другой сквозь разделяющий их потенциальный барьер. Характерной особенностью такого тупнелирования пар является именно большая его вероятность, вполне соизмеримая с вероятностью тупнельного перехода одиночных электронов.

пренебречь членом 2x^{1/2} в квадратных скобках и положить

$$C_{2p} = 2C_p = 2\pi \frac{Ze^2}{\hbar v} = 2\pi \frac{Ze^2 \sqrt{m}}{\hbar \sqrt{Q}}.$$

В ^{12, 13} мы рассмотрели характер энергетической корреляции двух протонов и для общего случая, когда C_{2p} и C_p описываются соотношениями (1) и (2); однако важно то, что основной результат, получаемый при используемом приближении и излагаемый ниже (гауссово распределение энергии протонов вокруг наивероятнейшего значения Q/2), остается в силе и в упомянутом общем случае.

Итак, для чисто кулоновского барьера, когда деспаривание дипротона происходит непосредственно на границе ядра, произведение двух экспонент барьерной проницаемости при делении энергии пополам (по Q/2) между двумя протонами равняется

$$W(0) = \exp\left\{-2\frac{2\pi Ze^2 \sqrt{m}}{\hbar\sqrt{Q}}\right\} = W_{2p},$$
(13)

т. е. оказывается таким же, как соответствующая экспонента для дипротона с энергией Q.

Если же энергия одного протона равняется $Q(1 + \varkappa)/2$, а другого $Q(1 - \varkappa)/2$, то произведение двух экспонент составляет

$$W(\varkappa) = \exp\left\{-\frac{2\pi Z e^2 \sqrt{m}}{\hbar \sqrt{Q}} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\varkappa}} + \frac{1}{\sqrt{1-\varkappa}}\right)\right\} \approx \\ \approx W(0) \exp\left\{-\frac{3\pi Z e^2 \sqrt{m}}{2\hbar \sqrt{Q}} \varkappa^2\right\} = W(0) e^{-\alpha \varkappa^2}$$
(14)

(последнее соотношение получается при дополнительном приближении $\varkappa \ll 1$). Таким образом, имеет место довольно простое соотношение гауссовского типа, в котором коэффициент $\alpha = \frac{3\pi Z e^2 \sqrt{m}}{2\hbar \sqrt{Q}}$ характеризует степень барьерной энергетической корреляции протонов. Полуширина энергетического распределения протонов оказывается при этом равной

$$\Delta E = Q \sqrt{\frac{\ln 2}{\alpha}} = 2Q \sqrt{\ln 2} \left(\frac{\hbar \sqrt{Q}}{6\pi Z e^2 \sqrt{m}}\right)^{1/2}.$$
(15)

В. М. Галицкий и В. Ф. Чельцов ¹⁵ также получили вид энергетического распределения вылетающих при 2*p*-распаде протонов для чисто кулоновского барьера, решая нестационарное уравнение Шрёдингера.

Точное решение для функции распределения $dW/d\varkappa$ имеет, согласно ¹⁵, вид

$$\frac{dW}{d\varkappa} = \frac{4\hbar}{\pi} \frac{QE_{\text{спарив}}^2 K_p^2}{[E_{\text{спарив}}^2 - \varkappa^2 Q^2]^2} W(0) \exp\left\{-\frac{3\pi Z e^2 \sqrt{\bar{m}}}{2\hbar \sqrt{\bar{Q}}} \varkappa^2\right\}, \quad (16)$$

т. е. согласуется с результатом приближенных оценок ⁹⁻¹³ по величине экспоненциального множителя.

Необходимо заметить, что вид энергетической корреляции испускаемых протонов должен быть весьма чувствителен к форме кулоновского потенциального барьера. Размытие края ядерной потенциальной ямы, как и возможность обмена энергией между протонами, когда один из них находится в ядре, а другой за его пределами, под кулоновским барьером (в виде «хвоста» волновой функции) приводит к увеличению проницаемости барьера, т. е. к уменьшению коэффициента корреляции а по сравнению с его максимальным значением, равным в общем случае

$$\alpha_{\max} = \frac{Ze^2 \sqrt{\tilde{m}}}{\hbar \sqrt{Q}} \left[3 \arccos x^{1/2} + \frac{(3-x) x^{1/2}}{(1-x)^{1/2}} \right].$$
(17)

Характер корреляции существенно меняется также при наличии наряду с кулоновским еще и центробежного барьера, действующего лишь на отдельные протоны, но не на их пары. В этом случае два протона проходят или значительную часть, или даже весь свой подбарьерный путь в «спаренном» виде и развал дипротона с выделением энергии виртуального ${}^{1}S_{0}$ -уровня системы нуклон — нуклон $\varepsilon_{0} \approx 70$ кэв происходит на расстоянии $r_{0} \approx 2,3 \sqrt{l(l+1)} \cdot 10^{-12}$ см от центра ядра либо на наружной границе барьера. При этом разброс энергий двух протонов определяется разностью величин

$$E_{\max} = \left(\sqrt{\frac{Q}{2}} + \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{2}}\right)^2 \quad \text{if} \quad E_{\min} = \left(\sqrt{\frac{Q}{2}} - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{2}}\right)^2$$

так что полуширина энергетического распределения

$$\Delta E = \frac{1}{2} \left(E_{\max} - E_{\min} \right) = \sqrt{\varepsilon_0 Q} \quad . \tag{18}$$

Интересно, что в ряде случаев добавление к кулоновскому барьеру центробежного может дать ослабление энергетической корреляции; так, в уже приводимом выше примере Ge⁵⁸ получаем $\Delta E \approx 0,27 \, M$ эв вместо $\Delta E \approx 0,17 \, M$ эв для чисто кулоновского барьера. При этом относительная ширина энергетического распределения $\Delta E / \frac{Q}{2}$ с ростом энергии 2*p*-распада будет падать как $Q^{-1/2}$ для смешанного барьера, но возрастать как $Q^{1/4}$ при чисто кулоновском барьере.

Характер угловой корреляции между двумя испускаемыми при 2*p*распаде протонами был рассмотрен в ^{12, 13} с помощью метода, развитого А. Б. Мигдалом ²² для ядерных реакций с образованием пар медленных нуклонов. Если пренебречь сначала кулоновским взаимодействием испускаемых протонов друг с другом, то задача становится аналогичной рассмотренному Мигдалом варианту образования пары нейтронов. В этом случае

$$\frac{df(\vartheta)}{d\Omega} = \Phi(\vartheta) \approx \frac{1 - \operatorname{erf} V \overline{a(\varepsilon_0 + \gamma)}}{V \overline{\varepsilon_0 + \gamma}} \exp\left\{\frac{1}{2} \alpha \vartheta^2 \frac{\varepsilon_0}{Q}\right\},$$
(19)

где ϑ — угол между направлениями вылета двух протонов в лабораторной системе, $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$, $\gamma = Q\vartheta^2/4$, $a = \frac{4}{3} \frac{\alpha}{(Q+\gamma)^{3/2}}$; а определено соотношением (14). Отличие от формулы Мигдала для двух нейтронов, обусловленное учетом прохождения испускаемых протонов сквозь кулоновский барьер радиоактивного ядра, сводится обычно к малым поправкам: экспоненциальный множитель также близок к единице, ибо, например, при Z = 20 и $Q = 1 M_{26}$ $\alpha \approx 20$ и $\frac{1}{2} \alpha \frac{\varepsilon_0}{Q} \approx 0.7$. Следовательно, вид распределения в области малых углов ϑ в рассматриваемом приближении близок к полученному в ²² для двух нейтронов:

$$\Phi(\vartheta) \propto \frac{1}{\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{Q} + \left(\frac{\vartheta}{2}\right)^2}} = \frac{\sqrt{Q}}{\sqrt{\varepsilon_0 + \gamma}}, \qquad (20)$$

и полуширина распределения соответствует $\Delta \vartheta = 2\sqrt{3\epsilon_0/Q}$ или $\Delta \vartheta \approx \approx 1/\sqrt{Q} (M_{\mathcal{B}B})$.

Кулоновское взаимодействие между испускаемыми протонами заметно уширяет угловое распределение; функция распределения Φ (θ) зависит при этом от величины γ следующим образом ²²:

$$\gamma (M \vartheta \theta) = 0$$
 1 2 3 4 5,
 $\Phi (\vartheta) = 1$ 0.82 0.59 0.40 0.34 0.31

так что полуширина $\Delta \vartheta \approx 2\sqrt{3/Q} (M_{\partial \theta})$.

Наличие центробежного барьера, как правило, должно усиливать угловую корреляцию протонов при 2*p*-распаде. Если «деспаривание» происходит лишь на наружной границе барьера R_{\max} (при $r_0 > R_{\max}$), то полуширина углового распределения $\Delta \vartheta \approx \sqrt{\epsilon_0/Q}$. В случае распада Ge⁵⁸ ($Q \approx 1, 1$ *Мэв*), выбранном выше в качестве

В случае распада Ge⁵⁹ ($Q \approx 1,1~M_{36}$), выбранном выше в качестве иллюстрации, центробежный барьер превращает практически изотропное угловое распределение в характерную картину вылета двух протонов почти в одном направлении, со средним углом $\Delta \vartheta \approx 0,25$.

IV. ВОЗМОЖНЫЕ ДВУПРОТОННОРАДИОАКТИВНЫЕ ЯДРА

Прежде чем перейти к перечислению возможных 2*p*-радиоактивных ядер, целесообразно будет рассмотреть различные варианты распада, схематически представленные на рис. 3.



Рис. 3. Различные варианты испускания ядрами цар протонов.

Простейший из этих вариантов (I): $Q_{\text{нечет}} > 0$, $[Q_{\text{чет}} < 0, Q_{2p} > 0]$ отвечает случаю, когда исходное, четное по Z, ядро вполне устойчиво к распаду с испусканием одного протона:

$$Q + \frac{1}{2} \Gamma_{\text{чет}} < Q_{\text{нечет}} - \frac{1}{2} \Gamma_{\text{нечет}}$$
 или $Q < Q_{\text{нечет}} - \frac{1}{2} \Gamma$,

где $\Gamma = \Gamma_{\text{чет}} + \Gamma_{\text{нечет}}$, а $\Gamma_{\text{чет}}$ и $\Gamma_{\text{нечет}}$ — ширины соответственно исходного, четного по Z, и дочернего, нечетного по Z, ядер.

В данном случае, очевидно, выполняются неравенства

$$E_{\text{спарив}} > Q_{\text{нечет}} > \frac{1}{2} E_{\text{спарив}} > B_{\text{чет}} > 0$$
 и $E_{\text{спарив}} > Q > 0$.

Зафиксируем теперь энергию распада нечетного дочернего ядра Q_{нечет} и будем подымать энергию двупротонного распада Q.

Следующий случай — вариант Ве⁶ — отвечает дополнительному условию $B_{\rm чет} < \frac{\Gamma}{2}$ (причем предполагается, что $\Gamma < E_{\rm спарив}$) и неравенствам

$$E_{\text{спарив}} > Q_{\text{нечет}} > E_{\text{спарив}} - \frac{\Gamma}{2}$$
, $E_{\text{спарив}} > Q_{2p} > Q_{\text{нечет}} - \frac{\Gamma}{2}$.

Здесь, несмотря на энергетическую устойчивость исходного ядра к однопротонному распаду, благодаря перекрытию уровней оказывается возможным не только двупротонный распад, но и последовательное испускание двух протонов. Для оценки скорости такого распада можно принять эффективную энергию однопротонного распада исходного четного ядра равной

$$Q_{\text{чет. эфф}} = \frac{\Gamma}{2} - B_{\text{чет.}}$$

Этот вариант наиболее вероятен для самых легких ядер, обладающих 2р-неустойчивостью, поскольку соответствующие дочерние ядра характеризуются наибольшей шириной испускания «нечетного» протона.

Третий и последний вариант двупротонного распада (III) характеризуется условиями

$$Q_{\text{нечет}} > 0, \quad Q_{\text{чет}} > 0, \quad Q_{2p} > 0,$$

т. е. энергетической неустойчивостью исходного ядра не только к двупротонному, но и к протонному распаду, за которым следует второй акт превращения — испускание протона дочерним нечетным ядром.

Однако, поскольку энергия второго акта распада $Q_{\text{нечет}} = Q_{\text{чет}} + E_{\text{спарив}}$ сильно превышает энергию первичного превращения $Q_{\text{чет}}$, зачастую над испусканием четным по Z ядром одного протона и последующим вылетом второго протона экспоненциально будет преобладать прямой двупротонный распад с энергией $Q = 2Q_{\text{чет}} + E_{\text{спарив}}$. Таким образом, этот вариант 2p-радиоактивности, особенно характерный для более тяжелых ядер и единственно возможный при $Z > 50^{17}$, отвечает значениям Q, превышающим энергию спаривания протонов.

При достаточно больших значениях $Q_{\text{нечет}}$ преобладающим оказывается, наоборот, последовательное испускание двух протонов — вариант IV на рис. 3. Интересно, что этот вариант, представляющийся на первый взгляд наиболее естественным и распространенным, оказывается с учетом еще и требования $\tau > 10^{-12}$ сек, наоборот, весьма редким исключением. При четных Z > 50, кроме двупротонного или двух последовательных актов протонного распада, энергетически возможен также α -распад. При нечетных Z > 50 этот вид распада конкурирует только с однопротонным распадом (не считая более медленного β^+ -распада), однако, как указали недавно В. А. Карнаухов и Г. М. Тер-Акопьян ²³, *p*-распад во многих случаях должен преобладать.

Для того чтобы установить, какой из трех перечисленных видов распада с испусканием тяжелых заряженных частиц оказывается основным для четных ядер, можно воспользоваться рис. 4 (см. подпись).

Следует к тому же иметь в виду, что наличие наряду с кулоновским еще и центробежного барьера подавляет прежде всего однопротонный распад и тем должно дополнительно способствовать преобладанию α - и 2*p*распадов. Иллюстрацией служат приведенные на рис. 4 кривые для Z = 60и l = 4 (испускание протонов из *g*-оболочки).

Как отличить в будущем опыте двупротонный радиоактивный распад от цепочки из двух последовательных актов *p*-распада? Обычный метод запаздывающих совпадений здесь часто неприменим из-за чрезвычайной быстроты испускания второго протона в цепочке (вплоть до $\tau \approx 10^{-19}$ —



Рис. 4. Связь между энергиями с (Q_{α}) , двупротонного (Q_{2p}) и протонного (Q_p) распадов для ядер с разными Z (цифры над кривыми), отвечающими равенству скоростей этих трех видов распада при чисто кулоновском барьере, а также для частного случая l=4 (Z=60), когда для одиночных протонов имеется и центробежный барьер.

В основной части рисунка верхние кривые дают связь Q_{α} и Q_{p} , нижние кривые — Q_{2p} и Q_{p} . В правой части рисунка дана связь Q_{α} и Q_{2p} .

 10^{-20} сек). Однако вполне надежными критериями являются энергетические и угловые характеристики испускаемых протонов. Вместо свойственных цепочке последовательных *p*-распадов двух линий в спектре протонов с энергиями $Q_{\text{чет}}$ и $Q_{\text{нечет}}$ наивероятнейшая энергия протонов при 2p-распаде будет $\frac{Q}{2} = \frac{1}{2}$ ($Q_{\text{чет}} + Q_{\text{нечет}}$), должны возникнуть также рассмотренные выше энергетическая и угловая корреляции двух протонов. Обратимся теперь к конкретному перечню возможных 2p-радиоактивных ядер. Нижним пределом времени жизни при определении радиоактивности будем считать $\tau = 10^{-12}$ сек. Верхний предел задается конкуренцией со

стороны β^+ -распада. Для всех нейтронодефицитных ядер с Z > N возможен сверхразрешенный β^+ -распад, ограничивающий общие периоды полураспада значениями $\sim 0,1-0,01$ сек, убывающими с ростом Z. Поэтому в качестве верхнего предела наблюдаемого времени жизни относительно 2*p*-распада для ядер с Z > N целесообразно принять $\tau \approx 10^2$ сек. В тех же случаях, когда сверхразрешенный β^+ -распад невозможен (при Z < N), этот предел можно повысить до $\tau \approx 10^4$ сек.

Для всех двупротоннорадиоактивных ядер до олова выполняется условие Z > N и возможен сверхразрешенный β^+ -распад. Поэтому здесь не приходится надеяться на существование 2p-радиоактивных ядер со временем жизни более десятков или сотен миллисекунд.

В области же элементов тяжелее олова для 2*p*-радиоактивных ядер $Z \leq N$ сверхразрешенный β^+ -распад не должен идти и возможны времена жизни до десятков и сотен секунд. В соответствии со сказанным на рис. 5, являющемся сводкой возможных двупротоннорадиоактивных ядер, приведены кривые, отвечающие расчетным величинам парциального времени жизни относительно 2*p*-распада, равным 10^4 , 10^2 , 10^{-12} , а также 10^{-18} сек (при чисто кулоновском барьере, т. е. при эффективной энергии 2*p*-распада, равной *Q*, а не $Q - \varepsilon_0$, и для значения предэкспоненциального множителя 10^{-22} сек). Энергии двупротонного распада взяты из четырех источников — наших работ ^{9, 10}, статьи Йенеке ¹⁴ и таблиц масс Камерона ²⁴ и Сигера ²⁵.

В тех случаях, когда для определения энергии связи протона в нейтронодефицитном ядре можно применить предложенный в ^{9,10} метод, получаемые оценки являются, видимо, наиболее точными.

Прямым следствием изотопической инвариантности оказывается следующее простое соотношение (см. $^{9-11}$), позволяющее связать энергию связи (B_p) Z-го протона в ядре $_Z M_N^A$ и энергию связи (B_n) Z-го нейтрона в зеркальном ядре $_N M_Z^A$ с разностью энергий связи (ΔB_0) нейтрона и протона в изотопически самосопряженном ядре, содержащем Z нейтронов и Z протонов:

$$\Delta B_{np} = B_n \left({}_N M_Z^A \right) - B_p \left({}_Z M_N^A \right) = B_n \left({}_Z M_Z^{2Z} \right) - B_p \left({}_Z M_Z^{2Z} \right) = \Delta B_0.$$
(21)

Таким образом, разность ΔB_{np} целиком определяется значением Z и почти не зависит от N:

$$\Delta B_{np} \approx 1.2 \frac{Z-1}{(2Z-1)^{1/3}} \left\{ 1 + \left(\frac{A-2Z}{3A}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{A-2Z}\right) + \dots \right\} \approx \\ \approx 1.2 \frac{Z-1}{(2Z-1)^{1/3}} M_{\mathcal{P}}.$$
(22)

Приведем лишь два примера степени точности предсказаний, основанных на соотношении (21).

Для изотопа Na²⁰ в сводных таблицах ²⁶ приведено значение массдефекта, равное 8,28 *Мэв* (в шкале C¹²). Применение формулы (21) к известным данным об энергиях связи нуклонов в ядрах F^{20} , Ne²¹, O¹⁹ (см. подробнее в ⁸) приводит к выводу о том, что указанное значение завышено на 1,4— 1,5 *Мэв* и что масс-дефект Na²⁰ равняется 6,78—6,88 *Мэв*. Недавний опыт ²⁷ дал значение 6,83 \pm 0,06 *Мэв*.

Энергия связи нейтрона в ядре Li⁹ равняется 4,054 *Мэв*²⁸, разность ΔB_0 (C¹²) = 2,765 *Мэв*; отсюда получаем B_p (C⁹) = 1,29 *Мэв* и масс-дефект ядра C⁹ в 28,92 *Мэв*. Опыт ²⁹ дал значение 28,95 \pm 0,15 *Мэв*.

Основываясь на (21) и некоторых данных о нейтроноизбыточных легких ядрах, можно подробнее рассмотреть вопрос о 2*p*-нестабильных изотопах кислорода (O¹²), неона (Ne¹⁶), магния (Mg¹⁹), которые, по Зельдовичу ⁵,



Рис. 5. Сводка данных об энергиях двупротонного распада нейтронодефицитных изотонов четных элементов от кислорода до осмия (Z = 8-76).

Источники значений эпергий распада: • _ ^{9,10}; × _ ¹⁴; + ²¹; • _ ²⁵. Четыре кривые отвечают расчетным величинам парциального времени жизни: τ_{2p} = 10⁻¹⁸, 10⁻¹², 10² и 10⁴ сек при чисто кулоновском барьере. В скобках даны массовые числа ядер, неустойчивых и к однопротонному распаду. Индекс а означает возможную сильную конкуренцию со стороны α-распада.

269

ы

могут оказаться 2*p*-нестабильными. Энергия 2*p*-распада O^{12} , по Йенеке¹⁴, $Q \approx 0.45 \, M_{36}$, что отвечало бы уже не просто нестабильности этого изотопа, но его 2*p*-радиоактивности (см. рис. 5). Обратимся, однако, в этой связи к Be¹². По соображениям, изложенным в ³⁰ и основанным на систематике энергии спаривания нейтронов, эта энергия должна лежать здесь в пределах от $1.5 \, M_{36} \, (E_{\text{спарив}} \, для \, B^{13})$ до $5.15 \, M_{36} \, (Be^{10})$, т. е. B_n $(Be^{12}) = 2-5.65 \, M_{36}$. Поскольку $\Delta B_0 \, (O^{16}) = 3.54 \, M_{36}$, отсюда получаем $B_p \, (O^{12}) \approx (-1.5) - 2.1 \, M_{36}$. Аналогичным образом, зная $B_n \, (Be^{11}) =$ $= -0.5 \, M_{36} \, \text{и} \, \Delta B_0 \, (N^{14}) = 3 \, M_{36}$, находим $B_p \, (N^{11}) = -2.5 \, M_{36}$. Таким образом, энергия 2*p*-распада O¹² заведомо превышает 0.4 M_{36} . Принимая, в соответствии с опытом ³¹, энергию β-распада Be¹² равной 11.7 M_{36} , получаем для 2*p*-распада O¹² Q = 2.9 M_{36} . Поскольку к тому же и ширина основного состояния N¹¹ весьма велика, случай O¹², видимо, близок к Be⁶.

К аналогичному, но более определенному выводу можно прийти и относительно Ne¹⁶. В зеркальном ядре C¹⁶ энергия связи нейтрона $B_n =$ = 4,25 *Мэв*³¹, откуда B_p (Ne¹⁶) = 0,2 *Мэв*. Ядро F¹⁶ сильно неустойчиво и должно характеризоваться весьма широким основным состоянием: $Q_{\text{нечет}} =$ = 2,3 *Мэв*. В итоге Q_{2p} (Ne¹⁶) \approx 2,1 *Мэв*, что отвечает времени жизни менее 10⁻¹⁸ сек.

В этой связи надо сказать о недавней экспериментальной работе В. А. Карнаухова и Лу Си-тина¹⁸, исследовавших возможности образования Ne¹⁶ за счет реакции переноса четырех нейтронов при бомбардировке никеля 150-*Мэв* ионами Ne²⁰.

Предполагаемые ионы Ne¹⁶ коллимировались с помощью магнитного поля циклотрона и попадали в эмульсию, где возможно было зарегистрировать последующее испускание двух протонов. Ни одного случая такого испускания, однако, не наблюдалось. Отсюда авторы ¹⁸ заключили, что время жизни Ne¹⁶ меньше 10⁻⁸ сек (или, при большем времени жизни, сечение образования Ne¹⁶ меньше 1,8·10⁻³⁰ см²).

Относительно Mg¹⁹ можно сказать, что этот изотоп протонностабилен, если B_n (N¹⁹) > 4,8 *Мэв*, и двупротонностабилен при B_n (N¹⁹) > 6,3 *Мэв*, поскольку $Q_{\text{нечет}}$ (Na¹⁸) \approx 1,5 *Мэв*.

Экстраполяция энергий связи 12-го нейтрона в ряду:

 $Mg^{24} Na^{23} Ne^{22} F^{21} O^{20} N^{19}$ $B_n(M \partial s) = 16.6 12.4 10.4 8.1 7.6 ?$

приводит к выводу лишь о *p*-стабильности Mg¹⁹, но оставляет открытым вопрос о его 2*p*-неустойчивости и тем более о 2*p*-радиоактивности. Поскольку энергия спаривания нейтрона в ядре N¹⁹ должна быть меньше, чем в O²⁰ (3,6 *Mэв*) и N¹⁷ (3,37 *Мэв*), а энергия связи нейтрона в N¹⁸ равняется, судя по ³², B_n (N¹⁸) = 2,84 ± 0,4 *Мэв*, то B_n (N¹⁹) < 6,2 ± 0,4 *Мэв*. Следовательно, Mg¹⁹, видимо, действительно 2*p*-неустойчив, а может быть, даже 2*p*-радиоактивен.

Следующий изображенный на рис. 5 изотоп, являющийся, по оценкам Йенеке ¹⁴, в сильной степени 2*p*-неустойчивым, — это Si²³. Основываясь на соотношении (21), легко можно получить значения энергий связи пар протонов в более тяжелых изотопах кремния:

	Si ²³	Si^{24}	${ m Si}^{25}$	Si^{26}
$B_{2p}\left(M abla e ight) =% \left(M \left(M \left(B \left(M \left(B \left(M \left(M \left(B \left(M \left(B \left(M \left(M$		3,4	5,5	7,7.

Экстраполяция значений B_{2p} на Si²³ заставляет усомниться в 2p-неустой-

чивости этого изотопа (тем более при столь большом значении $Q = 2 M_{\mathcal{H}}$, как это показано на рис. 5).

Не будем разбирать столь же подробно другие примеры, отметим лишь, что данные весьма в общем полезных таблиц Камерона и Сигера в ряде случаев заведомо неточны; так, например, более чем на 2 Мэв занижены масс-дефекты Ga³⁷, Ga³⁸, Ti⁴¹, примерно в той же степени завышен масс-дефект As⁶⁶. Поэтому приведенные на рис. 5 соответствующие прогнозы являются лишь грубо ориентировочными.

Заметим далее, что общее число 2р-радиоактивных ядер может быть более 60, причем около половины их приходится на область Z > 50, с энергиями 2*р*-распада, превышающими энергию спаривания, и жизни, не ограниченными сверху сверхразрешенным с временами β+-распадом.

Наиболее реальный путь получения 2*p*-радиоактивных ядер — реакции под действием тяжелых многозарядных ионов, например Ca⁴⁰ (Ca⁴⁰, 4n), Zr⁷⁶ или Ni⁵⁸ (Ni⁵⁸, 4n), Ba¹¹². В ряде случаев удобными могут оказаться и (He³,xn)- или (p, yn)-реакции.

Использование тяжелых ионов уже привело к открытию испускания запаздывающих протонов и успешному исследованию этого явления. Поэтому можно рассчитывать на то, что открытие и изучение двупротонной радиоактивности теперь уже не за горами.

Помимо общих с протонной радиоактивностью задач изучения уровней и размеров нейтронодефицитных ядер (важных, в частности, для обобщенной модели ядра), работы по двупротонной радиоактивности должны дать и совершенно специфические возможности исследования формы потенциального барьера вокруг ядра, парного взаимодействия протонов под барьером, новых ядерных явлений, родственных наблюдаемым при изучении сверхпроводимости. Именно эти обстоятельства и обусловили довольно широкий интерес к двупротонной радиоактивности, к поискам которой сейчас готовится ряд лабораторий в разных странах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Б. С. Джелевов, Изв. АН СССР, сер. физ. 15, 496 (1951).
 Г. Ф. Богданов, Н. А. Власов, С. П. Калинин, Б. В. Рыбаков, В. А. Сидоров, Атомная энергия 3, 204 (1957).
- 3. F. A. A jzenberg-Selove, C. F. Osgood, C. P. Baker, Phys. Rev. 116. 1521 (1959). 4. F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen, Nucl. Phys. 11, 1
- (1959).

- (1959). 5. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 38, 1123 (1960). 6. Р. Н. Stelson and W. M. Preston, Phys. Rev. 83, 469 (1951). 7. Е. Teranischi and B. Furubayashi, Phys. Letts. 9, 157 (1964). 8. А. И. Базь, В. И. Гольданский, Я. Б. Зельдович, УФН 85, 445 (1965). 9. В. И. Гольданский, ЖЭТФ **39**, 497 (1960).

- 10. V. I. Goldanskii, Nucl. Phys. 19, 482 (1960). 11. А. И. Базь, В. И. Гольданский, Я. Б. Зельдович, УФН 72, 211
- (1960). 12. V. I. Goldanskii, a) Nucl. Phys. 27, 648 (1961); б) Ядерные реакции при V. I. Goldanskil, a) Nucl. Phys. 27, 648 (1961); о) Ядерные реакции при малых и средних энергиях, Тр. II Всесоюзной конференции (июль 1960 г.), М., Изд-во АН СССР, 1962, стр. 352.
 V. I. Goldanskii, Nuovo cimento 25, Suppl. 2, 123 (1962).
 J. Janecke, Nucl. Phys. 61, 326 (1965).
 V. M. Galitskii and V. F. Cheltsov, Nucl. Phys. 58, 86 (1964).
 V. I. Goldanskii, a) Phys. Letts. 14, 233 (1965); б) Ядерная физика 1, 604

- (1965).

- 17. В. И. Гольданский, Письма ЖЭТФ 1 (3), 15 (1965). 18. В. А. Карнаухов и Лу Си-тин, ЖЭТФ 47, 1270 (1964). 19. Дж. Блатт и В. Вайскоиф, Теоретическая ядерная физика, М., ИЛ, 1954.

6*

- Phys. Letts. 12, 339 (1964).
 24. A. G. W. Cameron, Отчет AECL-CRP-690 (Канада, Чок-Ривер, 1957).
 25. P. A. Seeger, Nucl. Phys. 25, 1 (1961).
 26. P. M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. 34, 1 (1962).
 27. P. F. Donovan, and P. D. Parker, Phys. Rev. Letts. 14, 147 (1965).
 28. D. E. Alburger, Phys. Rev. 132, 328 (1963).
 29. J. Cerny, R. H. Pehl, F. S. Goulding, D. A. Landis, Phys. Rev. Letts. 13, 726 (1964).
 30. В. И. Годики, ий. ЖЭТФ 38, 4637 (1960).
- B. И. Гольданский, ЖЭТФ 38, 1637 (1960).
 S. Hinds, R. Middleton, A. E. Litherland, D. J. Pullen, Phys. Rev. Letts. 6, 113 (1961).
 L. F. Chase, H. A. Grench, R. E. McDonald, F. J. Vaughn, Phys. Phys. Lett. 42 (265) (400).
- Rev. Letts. 13, 665 (1964).