

ФИЗИКА

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

ОБ ЕСТЕСТВЕННОЙ ШИРИНЕ γ -УРОВНЯ Cl^{36*}

(Представлено академиком П. И. Лукирским 23 XI 1950)

К настоящему времени известны три метода, при помощи которых могут быть получены сведения о времени жизни ядер в сильно возбужденных состояниях: метод, основанный на исследовании длиннопробежных α -частиц, и два метода, основанных на измерении ширины резонансов в реакциях (n, γ) и (p, γ) .

Напомним кратко содержание этих методов и полученные результаты.

1. Ядра ThC' и RaC' , возникающие при α -распаде ThC и RaC , получаются иногда в основном состоянии, иногда в возбужденном. Возбужденные ядра ThC' и RaC' либо испускают γ -кванты и переходят в нормальное состояние, либо дают длиннопробежные α -частицы. Благодаря тому, что периоды α -распада ядер ThC' и RaC' очень малы, в этих случаях α -распад может заметно конкурировать с γ -излучением.

Измерение числа длиннопробежных α -частиц и соответствующих γ -квантов приводит к значениям времени жизни ядер (¹), стр. 109) $10^{-12} - 10^{-13}$ сек. Ширина уровня Γ при такой продолжительности жизни составляет милливольты.

2. При захвате медленных нейтронов атомными ядрами наблюдаются резко выраженные резонансные явления.

Ширина нейтронных линий хорошо измерена у нескольких элементов среднего атомного веса, она лежит в интервале от 0,07 до 0,2 эв. (²). Эта ширина соответствует двум процессам — испускания нейтрона (резонансное рассеяние) и γ -излучению. У ядер среднего атомного веса нейтронная ширина значительно меньше радиационной (³). Поэтому можно считать, что приведенные выше значения дают радиационную ширину при возбуждении 6—8 Мэв.

Таким образом, в этом случае время жизни возбужденных ядер гораздо меньше, чем в первом, — до $3 \cdot 10^{-15}$ сек.

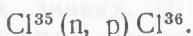
3. В излучавшихся реакциях (p, γ) радиационная ширина составляет только малую долю от протонной; заключения о ее величине приходится делать по данным о величине сечения в резонансе или интегрального сечения. В результате для четырех легких ядер Be^8 , B^{10} , N^{13} и N^{14} получены (⁴) значения радиационной ширины от 0,6 до 15 эв. Соответствующие времена — от $1 \cdot 10^{-15}$ до $4 \cdot 10^{-17}$ сек.

Таким образом, имеющийся материал очень беден и относится к сильно отличающимся условиям — к разным областям ΔE и A .

При поисках материала, который может быть пригоден для расширения числа определений T_{γ} , нам удалось найти еще один класс явлений, который, повидимому, до сих пор не рассматривался с этой

точки зрения. Речь идет о тех экзотермических реакциях типа (n, p) или (n, α), которые идут при прилипании тепловых нейтронов.

В настоящей заметке мы ограничимся рассмотрением только одной реакции:



При прилипании теплового нейтрона к ядру Cl^{35} возникает возбужденное ядро Cl^{36*} , которое может разрядиться четырьмя различными способами, которые указаны на рис. 1, т. е. путем испускания: 1) γ -кванта, 2) протона, 3) α -частицы, 4) теплового нейтрона.

Рассмотрим поочереди материал, относящийся ко всем этим процессам.

а) Сечение ослабления нейтронного пучка хлором, по атласу Гудмена (5), равно 46 барн; по более ранним работам Даннинга (6,7) оно равно 39 барн. Примем среднее значение $\sigma_t = 43$ барна.

б) Сечение рассеяния по Гольдгаберу и Бриггсу (8) $\sigma_r = 10$ барн. Других данных нет.

в) Из а) и б) можно заключить, что сечение поглощения, т. е.

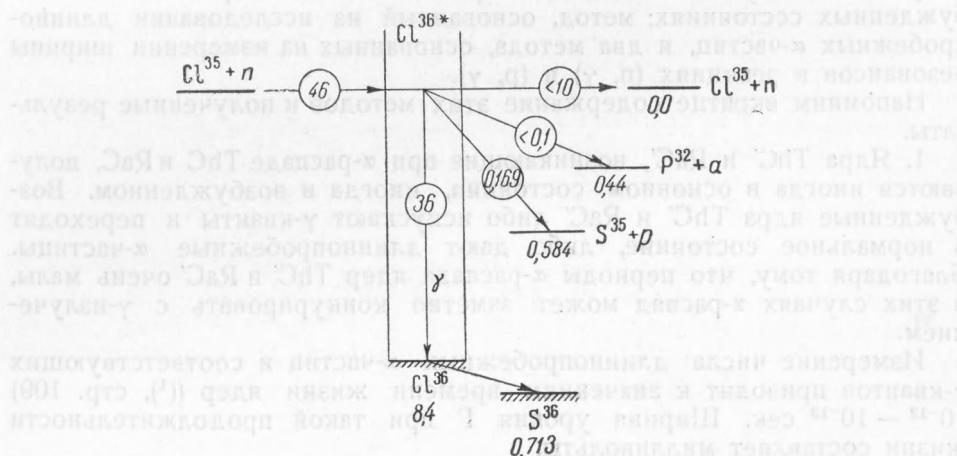


Рис. 1. Образование и распад Cl^{36*} . В кружках—эффективные сечения в барнах; под уровнями—выделяющаяся энергия в Мэв. (Масштаб на рисунке не выдержан)

сумма сечений (n, γ), (n, p) и (n, α) должно быть

$$\sigma_a = \sigma_t - \sigma_r \approx \sigma_\gamma + \sigma_p + \sigma_\alpha = 33 \text{ барна.}$$

Это число, по существу, подтверждается прямыми измерениями Лапонта и Разетти (9) ($\sigma_a = 27$ б.) и Фольца (10) ($\sigma_a = 24$ б.). Примем $\sigma_a = 27$ барн (на атом Cl).

г) Указанное число относится к поглощению нейтронов естественной смесью изотопов хлора 75% Cl^{35} и 25% Cl^{37} . Для Cl^{37} процессы (n, p) и (n, α) при тепловых нейтронах энергетически невозможны ($Q_p = -3,6 \pm 0,3$ Мэв и $Q_\alpha = -0,7 \pm 0,6$ Мэв). Единственный процесс для Cl^{37} — это $Cl^{37} (n, \gamma) Cl^{38}$.

Сечение этого процесса измерялось по активности Cl^{38} и оказалось порядка 0,1 барна (11–13).

Основным поглащающим изотопом является Cl^{35} . Для него σ_a , рассчитанное на 1 атом Cl^{35} , будет равно 36 барн.

д) Рассмотрим теперь вероятности процессов распада Cl^{36*} .

Наиболее точные данные имеются о процессе (n, p). Реакция $\text{Cl}^{35}(n, p) \text{S}^{35}$ имеет для тепловых нейтронов, по данным Серена, Фридлендера и Туркеля (¹³), сечение $\sigma = 0,169$ барна. Реакция экзотермична, выделяющаяся энергия Q_p может быть определена с хорошей точностью, так как S^{35} , распадаясь, снова превращается в Cl^{35} . Схема распада S^{35} очень проста: β -распад с граничной энергией 0,169 Мэв приводит прямо на основной уровень Cl^{35} , γ -лучей нет (¹⁴). Таким образом, $\text{S}^{35} - \text{Cl}^{35} = 0,169$ Мэв и $Q_p = 0,584 \pm 0,008$ Мэв.

Имеются также опыты Гиберта, Роггена и Росселя (¹⁵), в которых величина Q_p определялась по выделению энергии при захвате ядрами Cl^{35} быстрых монохроматических нейтронов; результат, полученный этими авторами: $Q_p = 0,52 \pm 0,04$ Мэв.

е) Процесс $\text{Cl}^{35}(n, \alpha) \text{P}^{32}$ никогда не наблюдался при тепловых энергиях нейтронов, но хорошо известен для быстрых нейтронов. Определение по массам дает: $Q_\alpha = 0,4 \pm 0,4$ Мэв; прямые измерения Мецгера, Хубера и Алдера (¹⁶) для быстрых нейтронов дали $Q_\alpha = 0,44 \pm 0,20$ Мэв. Без дальнейших вычислений ясно, что вероятность этой реакции при тепловых энергиях ничтожна: $Q_\alpha < Q_p$, а барьер для α -частиц значительно менее проницаем.

ж) Последний процесс, который мы должны рассмотреть, (n, γ).

Исходя из схемы распада Cl^{36} , мы должны ожидать большой величины σ_γ : $\sigma_\gamma = \sigma_a - \sigma_p \approx 36$ барн.

Имеются только одни измерения σ_γ , основанные на наблюдении γ -лучей захвата. Это измерения Кикучи, Хусими и Аоки (¹⁷), которые получили $\sigma_\gamma = 27 \pm 4$ барна. Так как для Cl^{37} $\sigma_\gamma(\text{Cl}^{37}) = \sigma_a(\text{Cl}^{37}) \approx 0,1$ барна, то $\sigma_\gamma(\text{Cl}^{35}) = \frac{4}{3} \sigma'_\gamma = 36$ барн, в прекрасном согласии с указанным выше числом.

Отметим, что суммарная энергия γ -лучей, т. е. уровень возбуждения Cl^{36} , определенный по массам Cl^{35} , n , S^{36} и границе β -спектра Cl^{36} , равен 8,4 Мэв.

Таким образом, результаты, полученные различными авторами, позволяют считать схему распада Cl^{36*} , изображенную на рис. 1, хорошо установленной. Из этой схемы вытекает $\lambda_\gamma/\lambda_p = \sigma_\gamma/\sigma_p = 36/169$; $\lambda_\gamma = 213 \lambda_p$.

Вычислив λ_p , мы сможем определить λ_γ . Для вычисления λ_p мы должны воспользоваться формулой

$$\lambda_p = C k e^{-\pi} = C k e^{-\frac{c}{v} (Z-1)(2u_0 - \sin 2u_0)},$$

где $k e^{-\pi}$ — проницаемость барьера для протона, C — предэкспоненциальный множитель, описывающий число попыток пройти барьер в единицу времени, $u_0 = \arcsin(r_0 Q / (Z-1) e^2)^{1/2}$; $\alpha = 1/137$, r_0 — радиус исходного ядра, Z — его заряд, v — скорость протона относительно остатка ядра, c — скорость света, Q — энергия распада. Коэффициент k для рассматриваемого случая приблизительно равен 0,4.

Полагая $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3}$ см и $Q = 0,584$ Мэв, получаем проницаемость $0,4 e^{-\pi} = 4 \cdot 10^{-6}$.

Большой погрешности в этом числе ожидать нельзя. Входящая в $e^{-\pi}$ величина радиуса ядра известна, конечно, не очень хорошо. Однако уменьшение r_0 на 20% (что соответствовало бы увеличению плотности ядерного вещества на 60%) уменьшает проницаемость барьера только в 2,5 раза.

Точно так же, предположение о том, что протон покидает ядро с угловым моментом, отличным от нуля, не изменяет сильно $e^{-\pi}$: при $l = 1\hbar$ проницаемость меньше, чем при $l = 0$, в 5,5 раза; ожидать, что $l > 1$, трудно, если учесть, что спин ядра Cl^{36*} равен (¹⁸) 1 или 2,

а спин ядра S^{35} , получающегося после вылета протона из Cl^{36*} , равен $(^{19})^{3/2}$.

Хуже обстоит дело с предэкспоненциальным множителем C .

1. Если придерживаться одиночастичной модели распада, т. е. считать, что вылетающая частица движется между стенками барьера, не сталкиваясь с другими ядерными частицами, то тогда следует ожидать, что множитель C должен быть порядка $v_e/2r_0$, где v_e — скорость протона внутри ядра. Полагая $v_e \approx 5 \cdot 10^9$ см/сек., получаем $C = 5 \cdot 10^{21}$ сек.⁻¹. Столь большая величина C привела бы к мало правдоподобным значениям T_γ и Γ_γ : $\lambda_p = 2 \cdot 10^{15}$ сек.⁻¹; $T_\gamma = 1,6 \cdot 10^{-19}$ сек., $\Gamma_\gamma = 400$ эв.

2. К оценке величины C можно подойти иначе. Можно принять, что вероятность вылета протона и нейтрона из ядра отличаются только из-за наличия барьера для протона. Вероятность вылета быстрого нейтрона можно определить, если воспользоваться статистической теорией ядра. При этом для средней нейтронной ширины получается формула ⁽³⁾

$\Gamma_n = 1,9 \cdot 10^{-4} DE_n^{1/2}$ (все величины в эв), где E_n — энергия нейтрона, D — среднее расстояние между уравнениями ядра при рассматриваемом состоянии возбуждения.

Для определения величины D необходимо уточнение модели ядра. Жидкая капля, в которой происходят поверхностные и объемные колебания, является моделью, которую в настоящее время принято считать лучше других приближающейся к экспериментальным данным. Если остановиться на ней, то можно воспользоваться таблицей значений D , приведенной в книге Бете ((³), стр. 44). Интерполируя данные этой таблицы к $A = 36$, $E = 8,4$ Мэв и $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/2}$, получаем $D = 22\,000$ эв, откуда следует $\Gamma_n = 3200$ эв; $\Gamma_p = \Gamma_n k e^{-\pi} = 1,3 \cdot 10^{-2}$ эв; $\Gamma_\gamma = 213$ $\Gamma_p = 2,7$ эв; $T_\gamma = 2,4 \cdot 10^{-16}$ сек.

Таким образом, время жизни Cl^{36*} , определенное с помощью капельной модели ядра, оказывается вполне совместным с оценками времени жизни легких ядер, основанном на изучении реакции (p, γ).

Автор сердечно благодарен П. И. Лукирскому и Л. Д. Ландау за ценные замечания по затронутым вопросам.

Поступило
9 IX 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Г. Бете, Физика ядра, ч. II, 1948. ² Н. Власов, Усп. физ. наук, **35**, 512 (1948). ³ А. Ахиезер и И. Померанчук, Некоторые вопросы теории ядра, 1948, стр. 164—166. ⁴ W. Fowler, C. Lauritsen and T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys., **20**, 236 (1948). ⁵ К. Гудмен (ред.), Нейтронные эффективные сечения элементов, 1948, стр. 52. ⁶ J. Danning, G. Pegram, G. Fink and D. Mitchell, Phys. Rev., **48**, 265 (1938). ⁷ H. Carroll and J. Danning, ibid., **54**, 541 (1938). ⁸ M. Goldhaber and G. Briggs, Proc. Roy. Soc., **162**, 127 (1937). ⁹ C. Lapointe and F. Rasetti, Phys. Rev., **58**, 554 (1940). ¹⁰ H. Volz, Zs. f. Phys., **118**, 424 (1941). ¹¹ K. Sinma and F. Yamasaki, Phys. Rev., **59**, 402 (1941). ¹² M. Goldhaber and O. O'Neal, ibid., **59**, 102 (1941). ¹³ L. Seren, H. Friedlander and S. Turkel, Phys. Rev., **72**, 888 (1947). ¹⁴ C. Cook, L. Langer and H. Price, ibid., **73**, 1395 (1948); **74**, 548 и 1263 (1948). ¹⁵ A. Gibert, F. Roggen and J. Rosseel, Helv. Phys. Acta, **17**, 97 (1944). ¹⁶ F. Metzger, P. Huber, F. Alder, ibid., **20**, 236 (1947). ¹⁷ S. Kikuchi, K. Husimi and H. Aoki, Proc. Phys. Mat. Soc. Japan, **18**, 188 (1936). ¹⁸ C. Townes, A. Holdey, J. Bardeen and F. Merritt, Phys. Rev., **71**, 644 (1947). ¹⁹ V. Coen, W. Koski and T. Wentink, ibid., **76**, 703 (1949).