

УДК 524.3-47

ЭНДОТЕРМИЧЕСКИЙ БЕТА-РАСПАД ЯДЕР В ПОЛЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2004 И. В. Копытин, К. Н. Карелин, В. А. Фофонов

Воронежский государственный университет

Получено выражение для сечения эндотермического β -распада атомного ядра, стимулированного синхротронным излучением. Исследована зависимость результатов от величины пороговой энергии реакции и зарядового числа материнского ядра. Для ряда стабильных ядер рассчитаны выходы фото-бета-распадов.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема воздействия внешнего электромагнитного поля на естественный бета-распад атомных ядер рассматривалась многими авторами (обзор работ этого направления исследований можно найти в [1]). Объектами исследования были либо бета-распад нейтрона, либо трития. Из-за малости (в сравнении с ядерными энергиями) энергетического воздействия непосредственно на ядро со стороны электромагнитного поля изучалось его влияние только на бета-электрон. Общий вывод: по такой схеме учета действия поля изменения бета-распадных характеристик указанных процессов могли бы, в принципе, наблюдаться только в сверхсильных лазерных или магнитных полях, однако экспериментальная проверка предсказаний пока лежит за гранью возможного. Исключение могут составить бета-процессы, в которых существенным образом участвует электронная оболочка атома, например, электронный захват или бета-распад с попаданием электрона в связанное состояние атомной оболочки [2, 3]. Но и в этих случаях наблюдения предсказываемых эффектов возможны лишь при создании специфических условий при проведении эксперимента.

В [4]—[6] исследовался эндотермический ядерный бета-распад, индуцированный электромагнитным излучением с планковским спектром частот (так называемый фото-бета-распад). В отличие от работ, где изучалось действие лазерных полей, в [4]—[6] рассматривались температуры, по величине срав-

нимые в энергетической шкале с ядерными энергиями, так что становилась возможной передача энергии фотона непосредственно ядру. Теоретические оценки величины сечения такого процесса были проведены в работе [4] в приложении к проблемам ядерной астрофизики, а затем и в [5] при решении проблемы образования р-ядер в массивных звездах. Однако использование приближения плоских волн в [4, 5], на основе которого были выполнены все расчеты, ставит под сомнение полученные там результаты. Это показано в [6], где также исследовался процесс фото-бета-распада стабильного ядра в поле теплового излучения, но уже с точным учетом действия на лептоны кулоновского поля ядра в релятивистской постановке задачи. Было показано, что при температурах окружающей среды порядка $(1 \div 5) \cdot 10^9$ К, когда энергия поглощаемого материнским ядром фотона в максимуме планковского спектра составляет соответственно $(0,3 \div 1,5)$ МэВ, процесс мог бы внести заметный вклад в нуклеосинтез р-ядер на определенных стадиях эволюции массивной звезды. В земных условиях, конечно, указанные температуры недостижимы, а при достижимых — о фото-бета-распаде ядер можно говорить лишь гипотетически.

В последнее время в ряде научных центров появились новые источники мощного электромагнитного излучения — синхротронного, обладающего рядом уникальных характеристик. Здесь и широкий спектральный диапазон вплоть до рентгеновской области с перспективой получения жестких

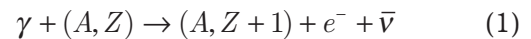
фотонов с энергией до нескольких МэВ, и большая мощность, и острая коллимированность, приводящая к высокой яркости источника, и естественная поляризация. Все вышеперечисленные свойства синхротронного излучения (СИ), наряду с хорошим теоретическим описанием его свойств, привели к широкому использованию этого излучения в физических экспериментах в атомной, молекулярной физике и физике конденсированных сред (подробный обзор работ в этой области проведен в [7], смотри также [8] и монографию [9]). Наличие в спектре синхротронного излучения фотонов с энергией выше 50 кэВ (например, на установке PETRA, г. Гамбург, Германия), большая мощность излучения позволяют вновь поставить вопрос о воздействии электромагнитного излучения на ядерный бета-распад, имея ввиду теперь именно синхротронное излучение. Поскольку величины передаваемых материнскому ядру энергий в этом случае уже достаточно велики и сравнимы с ядерными, то при соответствующем подборе пар «материнское ядро — дочернее ядро» появляется возможность стимулирования эндотермических бета-переходов, которые в естественных условиях запрещены законом сохранения энергии. По сходному механизму можно исследовать и возможность ускорения естественного бета-распада высокого порядка запрета. В этом случае поглощение высокоэнергетического фотона может индуцировать бета-распад материнского ядра с переходом в опять-таки ранее энергетически запрещенные состояния дочернего ядра, но с квантовыми характеристиками, соответствующими разрешенному бета-распаду. Большая мощность получаемого на практике синхротронного излучения позволяет надеяться, что, в отличие от бета-распада, стимулированного тепловым излучением, удастся получить скорости соответствующих бета-процессов, доступные для наблюдения, или, по крайней мере, сформулировать необходимые требования для осуществления этой возможности.

Цель настоящей работы — исследовать воздействие синхротронного излучения на ядерный бета-распад. За основу будет взят формализм работы [6]. В нем, как и в [4, 5], стимулирование бета-распада ядра элект-

ромагнитным полем происходит через рождение виртуальной электрон-позитронной пары с последующими поглощением позитрона ядром и эмиссией антинейтрино, однако проводится точный учет кулоновского поля ядра и релятивизма лептонов. Мы исследуем поведение бета-распадных характеристик стабильных в естественных условиях ядер в зависимости как от различных параметров синхротронного излучения, так и от величины пороговой энергии для эндотермического бета-распада.

СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ФОТО-БЕТА-РАСПАДА, СТИМУЛИРОВАННОГО СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Будем следовать работе [6]. Фото-бета-распаду стабильного (относительно β^- -распада) ядра соответствует эндотермическая реакция



при условии

$$\Delta = [M(A, Z + 1) - M(A, Z) + m_e]c^2 > 0. \quad (2)$$

Здесь γ — фотон, A и Z — массовое и зарядовое числа атомного ядра (A, Z) , e^- — электрон, $\bar{\nu}$ — антинейтрино, $M(A, Z)$ — масса ядра (A, Z) , m_e — масса электрона, c — скорость света.

Существование энергетического порога $\Delta > 0$ делает естественный β^- -распад $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)$ невозможным, поэтому для открытия такого канала необходимы фотоны с энергией $\hbar\omega > \Delta$. Соответствующие этому процессу диаграммы Фейнмана представлены на рис. 1.

Диаграмма 1а) реализует процесс фото-бета-распада через рождение в кулоновском

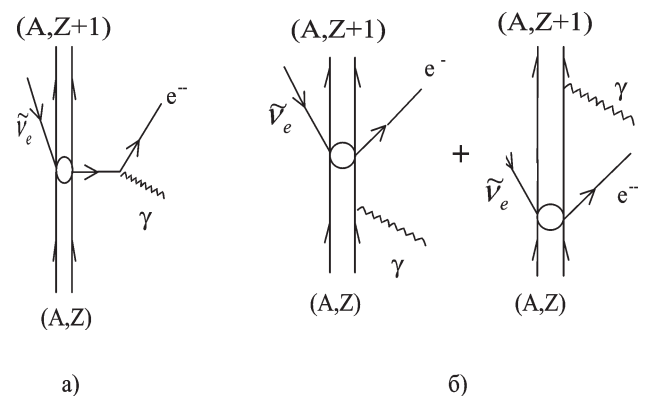


Рис. 1. Диаграммы эндотермического процесса β^- -распада, индуцированного электромагнитным излучением

поле ядра (A, Z) виртуальной электрон-позитронной пары, а диаграммы 1б) — через виртуальное возбуждение ядерных состояний («обходные» ядерные переходы). Как показал анализ, проведенный в [4], вероятность «обходного» перехода имеет малость $(m_e/m_p)^2$ по отношению к вероятности процесса а) (m_p — масса протона), поэтому в дальнейшем вкладом «обходных» переходов пренебрежем.

Согласно общим правилам квантовой механики, вероятность процесса фото-бета-перехода из состояния $|\beta_i\rangle$ материнского ядра (A, Z) в состояние $|\beta_f\rangle$ дочернего ядра $(A, Z+1)$ (β_i, β_f — наборы квантовых чисел для этих состояний), инициированного фотоном фиксированной энергии ω (здесь и далее $\hbar = c = m_e = 1$), определяется как:

$$P_{\beta, \omega}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f) = 2\pi \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} |M_{fi}|^2 \delta(M(A, Z) + \omega - M(A, Z+1) - \varepsilon - q_0), \quad (3)$$

где M_{fi} — амплитуда перехода $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$, \mathbf{p} и ε (\mathbf{q}, q_0) — соответственно импульс и энергия электрона (антинейтрино).

Для величины $P_{\beta, \omega}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)$ в [6] нами было получено выражение, которое для разрешенных β^- -переходов $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$ можно представить в виде:

$$P_{\beta, \omega}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f) = 24\pi^2 \frac{\alpha_e \ln 2}{\Pi_{j_i}^2 f_0 t} \sum_{j_\gamma l_\gamma j_e l_e} \left(\Pi_{l_\gamma} \Pi_{j_e} \cdot C_{11 l_\gamma 0}^{j_\gamma 1} \right)^2 \times \int_1^{\omega - \Delta + 1} |N|^2 |L_e|^2 \cdot \frac{(1 + \omega - \Delta - \varepsilon)^2}{\omega} \cdot \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} d\varepsilon. \quad (4)$$

Здесь α_e — постоянная тонкой структуры, J_i — спин ядра (A, Z) , $f_0 t$ — приведенное время жизни β^- -перехода, $j_\gamma, l_\gamma (j_e, l_e)$ — полный и орбитальный моменты фотона (электрона) соответственно, L — орбитальный момент, передаваемый ядру, $\Pi_l = \sqrt{2l+1}$, $C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{j_3 m_3}$ — коэффициент Клебша-Гордона, N, L_e — ядерная и лептонная части амплитуды процесса:

$$N = \left(\frac{2\alpha_e R_\text{я}}{v_g} \right)^{\lambda_g - 1} \cdot \frac{\sqrt{v_g}}{\sqrt{\alpha_e}} \times \left(\delta_{L_0}(1+i)(\lambda_g - \eta_g - Zv_g - 1)\sqrt{1+E} - \delta_{L'_0}(1-i)(\lambda_g - \eta_g + Zv_g + 1)\sqrt{1-E} \right), \quad (5)$$

$$L_e = i \frac{\Gamma(\lambda_g - \eta_g)}{\Gamma(2\lambda_g + 1)} \left(-(-1)^{l_e} \Pi_{l_e L'} C_{l_e 0 L'_0}^{l_e 0} \begin{Bmatrix} l_e & j_e & \frac{1}{2} \\ L' & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ l_\gamma & j_\gamma & 1 \end{Bmatrix} I_1 + (-1)^{j_e} \Pi_{l_e L} C_{l_e 0 L_0}^{l_e 0} \begin{Bmatrix} l'_e & j_e & \frac{1}{2} \\ L & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ l_\gamma & j_\gamma & 1 \end{Bmatrix} I_2 \right), \quad (6)$$

где $R_\text{я}$ — радиус ядра, $E = \omega - \varepsilon$,

$$v_g = \frac{\alpha_e}{(1 - E^2)^{1/2}}, \quad \lambda_g = (1 - (\alpha_e Z)^2)^{1/2}, \quad \eta_g = -EZv_g, \quad (7)$$

$\Gamma(z)$ — гамма-функция, $l'_e = 2j_e - l_e$, $L' = 1 - L$,

$$I_1 \equiv \int_0^\infty dr \sqrt{r} f_{l_e}(r) f_-(x) j_{l_\gamma}(\omega r), \quad (8)$$

$$I_2 \equiv \int_0^\infty dr \sqrt{r} g_{l_e}(r) f_+(x) j_{l_\gamma}(\omega r).$$

В (8) $x = 2r\alpha_e/v_g$, $f_{l_e}(r), g_{l_e}(r)$ — большая и малая компоненты радиальной функции электрона в кулоновском поле ядра [10], $j_{l_\gamma}(\omega r)$ — сферическая функция Бесселя,

$$f_\pm(x) = \sqrt{1+E} [(-Zv_g + 1)W_{\eta_g - \frac{1}{2}, \lambda_g}(x) \pm W_{\eta_g + \frac{1}{2}, \lambda_g}(x)], \quad (9)$$

W — функция Уиттекера.

В случае, если на мишень (ядро (A, Z)) направляется пучок фотонов с некоторым спектром частот (в дальнейшем мы будем рассматривать синхротронное излучение), то для дифференциального сечения процесса фото-бета-распада, инициированного фотонами с энергиями в диапазоне $(\omega, \omega + d\omega)$, получим:

$$d\sigma(\omega) = P_{\beta, \omega}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f) \cdot \frac{dN(\omega)}{N_\Sigma} \equiv \sigma(\omega)d\omega, \quad (10)$$

где $dN(\omega)$ — число фотонов в данном интервале энергий и N_Σ — полное число фотонов, излучаемых источником в единицу времени.

Тогда для полного сечения процесса с учетом условия $\omega > \Delta$ получим:

$$\sigma_{tot}(\Delta) = \int_{\Delta}^{\infty} d\sigma(\omega). \quad (11)$$

Выход ядер $(A, Z+1)$ в результате реакции фото-бета-распада $(A, Z) \xrightarrow{\beta, \gamma} (A, Z+1)$ в единицу времени в единице объема можно найти по формуле:

$$n(A, Z+1) = \frac{\rho(A, Z) N_{\Sigma} \sigma_{tot}(\Delta) d}{V}, \quad (12)$$

где $\rho(A, Z)$ — плотность ядер (A, Z) , d — толщина мишени (определяется глубиной проникновения фотонов в вещество), V — объем мишени. В общем случае $d = d(Z, \omega)$, однако в (12) зависимость от энергии не учитывалась (довольно узкий спектр СИ позволяет взять значение d при критической частоте $\omega = \omega_c$ (см. ниже)).

СПЕКТР СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для осуществления реакции (1) будем рассматривать в качестве источника высокоэнергетических фотонов (с энергиями от 50 кэВ и выше) синхротронное излучение. Согласно [8] спектральный поток фотонов, излучаемых электронами в конус с углом раствора $\delta\psi$, может быть записан в виде:

$$dN(\omega) = 0,19 N_{\Sigma} \cdot \eta\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) \frac{d\omega}{\omega} \text{ фотон/с}, \quad (13)$$

где $\eta(\omega_c/\omega)$ — универсальная спектральная функция:

$$\eta\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) = \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad (14)$$

$$\omega_c = \frac{3v}{2R} E_e^3, \quad (15)$$

v, E_e — скорость и энергия электронов в синхротроне соответственно, R — радиус синхротрона, $K_n(x)$ — функция Макдональда.

Полный поток фотонов всех энергий дается формулой [8]:

$$N_{\Sigma} = 1,3 \cdot 10^{17} \cdot E_e \cdot I \cdot \delta\psi \text{ фотон/с}, \quad (16)$$

где I — ток в накопителе в амперах, $\delta\psi$ (в мрад) — угол, в котором сосредоточено синхротронное излучение. Он связан с энергией E_e (в ГэВ) электронов в ускорителе соотношением [9]: $\delta\psi \sim 1/E_e$.

Как видно из (13), спектральное распределение излучения определяется функцией

$\eta(\omega_c/\omega)$, которая имеет достаточно резкий максимум вблизи критической частоты ω_c (число фотонов, испускаемых ускорителем, максимально на этой частоте). График функции $\eta(\omega_c/\omega)$ показан на рис. 2.

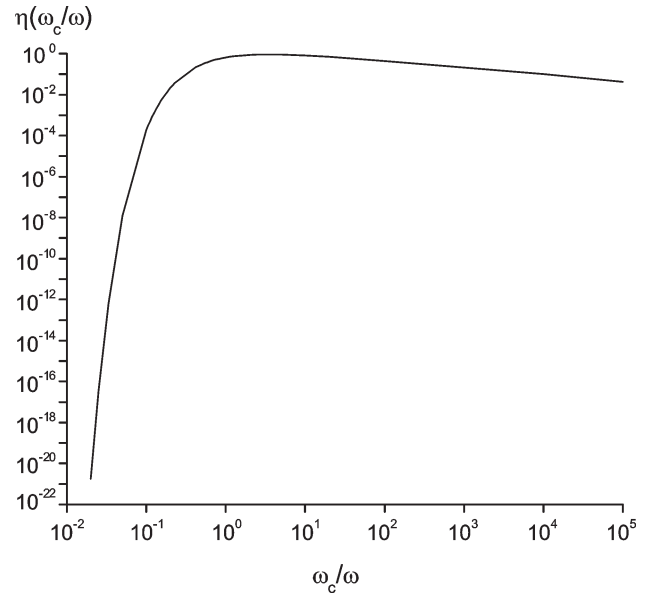


Рис. 2. Универсальная функция $\eta(\omega_c/\omega)$, определяющая спектральное распределение СИ

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость дифференциального сечения процесса фото-бета-распада от энергии налетающего фотона, вычисленная по формуле (10) при различных значениях Δ , показана на рис.3. Здесь и далее предполагается, что источником фотонов является синхротрон с радиусом орбиты $R = 200$ м, энергией электронов $E_e = 19$ ГэВ и током $I = 90$ мА (при этом критическая частота фотонов $\omega_c = 55$ кэВ). Такие параметры синхротрона соответствуют ускорителю PETRA, Гамбург, Германия, работавшему в 80-е годы. В качестве мишени взято пробное ядро с $Z = 73$ и $A = 181$, а для приведенного времени жизни β -распада $f_0 t$ использовалось характерное для переходов разрешенного типа значение 10^5 с.

Для сравнения на рис. 3 приведены результаты и для фотонов с планковским спектром частот. Эквивалентная температура T вычислялась по формуле (для удобства явно выписаны \hbar, m_e и c):

$$\omega_{max}^{черн} = \frac{kT}{\hbar} = \omega_{max}^{синх} = \frac{c}{R} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^3. \quad (17)$$

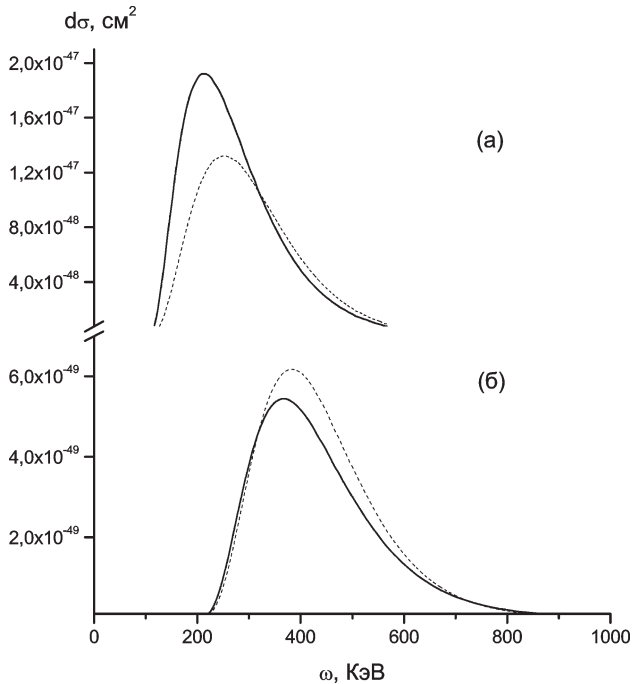


Рис. 3. Зависимость величины $\sigma(\omega)$ от энергии налетающего фотона при различных значениях Δ : (а) — $\Delta = 100$ кэВ, (б) — $\Delta = 200$ кэВ. Сплошная линия — СИ, штриховая — планковский спектр частот для $T = 6,4 \cdot 10^8$ К

Для приведенных выше параметров ускорителя $T = 6,4 \cdot 10^8$ К (источником такого излучения могла бы быть высокотемпературная плазма).

Отметим, что на появление максимума на графике влияют два обстоятельства: низкая вероятность осуществления процесса γ -квантом с малой энергией ($\omega \leq \omega_c$) и малая доля фотонов, вылетевших из ускорителя с большой энергией (выше ω_c).

На рис. 4 показана зависимость полного сечения (формула (11)) от величины пороговой энергии Δ и зарядового числа Z (материнские ядра с $Z = 31$ и $Z = 73$). Видно, что сечение процесса монотонно убывает с ростом Δ при фиксированном Z и заметно возрастает с увеличением Z . Похожая зависимость от Z наблюдается при учете кулоновского поля ядра путем введения универсальной функции Ферми $F(Z, E)$ в выражение для скорости β -распада.

Для оценки возможности осуществления реакции фото-бета-распада стабильных (относительно β^- -распада) ядер (A, Z) были отобраны возможные кандидаты по следующим признакам: 1) величины пороговой энергии Δ

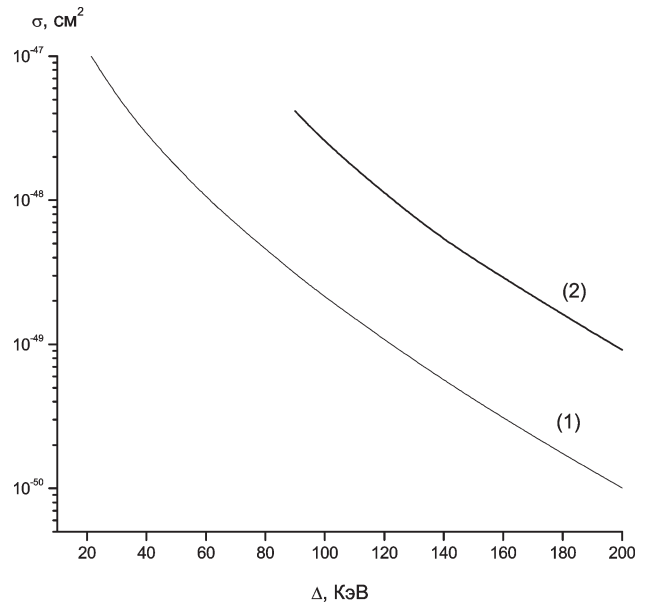


Рис. 4. Зависимость полного сечения фотобета-распада от пороговой энергии Δ при различных Z : (1) — $Z = 31$, (2) — $Z = 73$

должны быть меньше (200 ÷ 300) кэВ (поскольку при больших значениях Δ , как следует из рис.4, сечение процесса быстро уменьшается); 2) β^- -переходы между основными состояниями ядер (A, Z) и $(A, Z + 1)$ принадлежат к разрешенному типу. Для таких пар нуклидов можно вычислить выход ядер $n(A, Z + 1)$ (формула (12)). Результаты расчетов представлены в таблице 1. Как видно из таблицы, порядок величины сечения характерен для процессов с участием слабого и электромагнитного взаимодействия. В настоящее время, конечно, не существует возможности экспериментальной проверки полученных данных. Однако, при увеличении энергии электронов в ускорителе (что соответствует смещению максимума функции $\eta(\omega_c/\omega)$ (см. формулу (14) и рис. 2) в область больших энергий) и продолжительности облучения (сейчас она достигает нескольких часов) выход ядер $(A, Z + 1)$ может существенно увеличиться. В табл. 1. показан выход ядер $(A, Z + 1)$ для гипотетического источника фотонов с критической частотой $\omega_c = 330$ кэВ.

Работа поддержана Минобразования РФ, грант № А03-2.9-450.

Таблица 1

Величины $n(A, Z + 1)$ (в сек $^{-1}$ ·см $^{-3}$) (столбцы 5,6) для различных значений ω_c

Материнское ядро (A, Z)	Дочернее ядро (A, Z+1)	Переход $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$	Δ , кэВ	$\omega_c = 55$ кэВ	$\omega_c = 330$ кэВ
$^{179}_{72}\text{Hf}$	$^{179}_{73}\text{Ta}$	$\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+$	110	$2,55 \cdot 10^{-8}$	$1,23 \cdot 10^{-5}$
$^{100}_{42}\text{Mo}$	$^{100}_{43}\text{Tc}$	$0^+ \rightarrow 1^+$	168	$1,02 \cdot 10^{-8}$	$1,96 \cdot 10^{-5}$
$^{181}_{73}\text{Ta}$	$^{181}_{74}\text{W}$	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^+$	188	$4,12 \cdot 10^{-9}$	$9,20 \cdot 10^{-6}$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тернов И.М., Родионов В.Н., Дорофеев О.Ф. // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 51.
2. Баткин И.С., Копытин И.В. // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 930.
3. Jung M., Bosch F., Beckert K. et.al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2164.
4. Shaw P.B., Clayton D.D., Michel F.C. // Phys. Rev. 1965. V. 40. P. B1433.
5. Копытин И.В., Крыловецкая Т.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. С. 935.
6. Копытин И.В., Карелин К.Н., Некипелов А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. С. 670.
7. Тернов И.М. // УФН. 1995. Т. 165. С. 429.
8. Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. // УФН. 1977. Т. 122. С. 369.
9. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение. Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат. 1986. 296 с.
10. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. М.: Наука. 1989. 728 с.