

---



---

**ФИЗИКА**


---



---

УДК 524.3-47

## УСКОРЕНИЕ $\beta^-$ -ПЕРЕХОДОВ СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

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

*Воронежский государственный университет*

По механизму фото-бета-распада теоретически исследован процесс ускорения естественного бета-распада ядер полем синхротронного излучения. В отличие от работ, в которых изучалось воздействие лазерных полей на  $\beta^-$ -распад, рассматривалось действие поля не на  $\beta^-$ -электрон, а непосредственно на ядро (достаточно интенсивный поток жестких фотонов с энергией выше 60 кэВ эту возможность допускает). С учетом кулоновских эффектов в релятивистской постановке задачи рассчитаны скорости  $\beta^-$ -переходов для ядер, естественный  $\beta^-$ -распад которых сильно заторможен. Получено, что для наиболее мощных из существующих источников синхротронного излучения скорость стимулированного бета-распада имеет порядок величины, характерный для  $\beta^-$ -переходов третьего порядка запрета. В частности, для ядра  $^{87}_{37}\text{Rb}$  получено, что при облучении скорость его  $\beta^-$ -распада увеличивается на 2 %, а для ядра  $^{115}_{49}\text{In}$  — почти на два порядка.

### ВВЕДЕНИЕ

Попытки количественно оценить величину воздействия электромагнитного поля на ядерную естественную  $\beta^-$ -активность предпринимались в ряде теоретических работ (смотри, например, обзор [1]). Наибольший интерес при этом вызывали интенсивные лазерные поля, для которых существуют источники большой мощности. Расчеты скоростей  $\beta^-$ -распадов свободного нейтрона и ядра трития показали, что интегральные вероятности от интенсивности электромагнитного поля практически не зависят, а для наблюдения изменений дифференциальных величин, характеризующих указанные распады, существующих интенсивностей лазерных полей пока недостаточно. Отметим, что ввиду малости энергетического воздействия в сравнении с ядерными энергиями в работах этого цикла изучалось действие лазерного поля не на распадающееся ядро, а только на один из продуктов его распада —  $\beta^-$ -электрон.

Воздействие столкновительных процессов на скорость  $\beta^-$ -распада естественно-активного ядра исследовалось теоретически в [2]. В частности, там рассматривался процесс ускорения ядерного  $\beta^-$ -распада высо-

кой степени запрета за счет столкновений материнского ядра с потоком нейтронов. В этом случае энергия, передаваемая распадающемуся ядру нейтронами, может быть сравнима по величине с энергией возбужденных состояний дочернего ядра. Это обстоятельство открывает возможность  $\beta^-$ -переходов из основного состояния материнского ядра в такие возбужденные состояния дочернего ядра, которые в отсутствие внешнего источника энергии были запрещены законом ее сохранения. Если при этом такие  $\beta^-$ -переходы будут относиться к категории разрешенных, то на фоне высокой степени запрета естественного  $\beta^-$ -распада появляется возможность его ускорения при облучении потоком нейтронов. Однако оценки величины такого ускорения для известных  $\beta^-$ -переходов второй и третьей степени запретов показали невозможность экспериментальной проверки. Для этого необходимы интенсивные потоки нейтронов с энергией от 1 до 10 МэВ, а существующих их интенсивностей пока недостаточно.

Цель настоящей работы — исследовать воздействие синхротронного излучения (СИ) на естественные  $\beta^-$ -распады атомных ядер.

В отличие от работ, в которых изучалось действие лазерных полей, будет рассмотрено влияние электромагнитного поля не на  $\beta$ -электрон, а непосредственно на распадающееся ядро. Это возможно, поскольку существующие источники синхротронного излучения (например, вигглеры) имеют достаточно интенсивную ветвь спектра в жестком рентгеновском диапазоне. В этом случае, как и при столкновительном  $\beta$ -распаде, стимулируемом нейтронами, энергии, передаваемой фотоном, может оказаться достаточно для осуществления таких  $\beta$ -переходов в возбужденные состояния дочернего ядра, которые были невозможны в отсутствии поля. Поскольку известные источники синхротронного излучения обладают большой интенсивностью потоков, есть надежда, что в данном случае влияние электромагнитного поля на  $\beta$ -распад окажется более заметным, чем для лазерных полей и при столкновениях с нейтронами. Как и в [2], мы рассмотрим пары «материнское ядро — дочернее ядро», для которых естественный  $\beta$ -переход сильно заторможен, а  $\beta$ -переходы в возбужденные состояния дочернего ядра, открытые поглощением фотонов, имеют относительно небольшой энергетический порог (менее 200 кэВ) и относятся к категории разрешенных.

### СПЕКТР СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СКОРОСТЬ ПРОЦЕССА ФОТО-БЕТА-РАСПАДА

К настоящему времени уже введены в строй или близки к завершению строительства ряд источников СИ третьего поколения, среди которых выделим четыре наиболее мощных: SPring-8 (Япония), ESRF (Франция), APS (США) (функционируют на сегодняшний день) и строящийся источник PETRA-3 (Германия). Они отличаются большой энергией электронов на орбите (6—8 ГэВ), значительной спектральной яркостью (число фотонов, излучаемых источником в единицу времени в единицу телесного угла в спектральной полосе  $\Delta\omega/\omega$  с единицы его площади) и большим количеством выводных каналов. Как правило, синхротронное излучение формируется либо в поворачивающем магните, либо в специальных устройствах на пути электронов, составленных из ряда

магнитов разноименной полярности и установленных на прямолинейном участке орбиты. В зависимости от величины магнитного поля эти устройства делятся на ондуляторы (слабое поле) и вигглеры (сильное поле).

Можно отметить следующие характерные особенности СИ, возникающего в каждом из перечисленных типов устройств. В поворачивающем магните электроны удерживаются на круговой орбите и излучают СИ с непрерывным спектром частот, тогда как в ондуляторе электронный луч отклоняется на малый угол и в результате интерференционных эффектов формируется очень яркий и квазимонохроматический свет. При нахождении в вигглере электроны попадают под действие сильного отклоняющего магнитного поля и излучают СИ большой яркости с непрерывным спектром частот, максимум которого смещен в область больших энергий. Отметим, что в области больших энергий фотонов (60 кэВ) наиболее ярким из существующих источников СИ является SPring-8. Для него на рис. 1 представ-

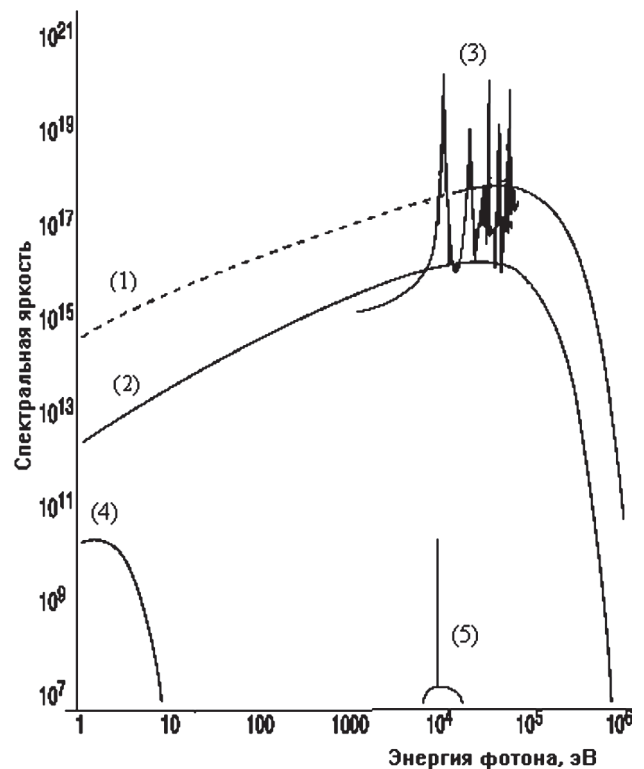


Рис. 1. Зависимости спектральной яркости источников СИ (фотон/с/мм<sup>2</sup>/мрад<sup>2</sup> в 0,1 % спектральной полосы) от энергии фотона: 1 — вигглер, 2 — поворачивающий магнит, 3 — ондулятор, 4 — Солнце, 5 — рентгеновская трубка

лена спектральная яркость как функция энергии фотона для различных выводных каналов (поворачивающий магнит, вигглер, ондуляторы) и, для сравнения, яркости Солнца и трубки рентгеновского излучения [3].

Рассмотрим теоретическое описание приведенных выше спектральных зависимостей. Синхротронное излучение, формируемое в вигглере, сосредоточено в узком конусе с углом раствора порядка  $1/\gamma$ , где  $\gamma = E_e/m_e c^2$ ,  $E_e$  — энергия электронов в синхротроне,  $m_e$  — масса электрона,  $c$  — скорость света. Внутри этого конуса спектрально-угловое распределение потока фотонов частоты  $\omega$  в относительном интервале частот  $d\omega/\omega$  есть [4]:

$$\frac{d^3 F(\omega, \theta, \psi)}{d\theta d\psi (d\omega/\omega)} = \frac{3\alpha_e N}{2\pi^2} \gamma^2 \frac{I}{e} y^2 (1 + X^2)^2 \times \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{X^2}{1 + X^2} K_{1/3}^2(\xi) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\theta, \psi$  — углы наблюдения в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно (горизонтальная плоскость совпадает с плоскостью электронной орбиты),  $\alpha_e$  — постоянная тонкой структуры,  $N$  — число элементов периодичности в вигглере,  $I$  — ток в ускорителе,  $e$  — заряд электрона,  $y = \omega/\omega_c = E_\gamma/E_e$ ,  $E_\gamma = \hbar\omega$  — энергия фотона,  $E_c = \hbar\omega_c$ ,  $\omega_c = 3\gamma^3 c/2\rho$  — критическая частота (делит излучаемую мощность по спектру на две равные части),  $\rho$  — мгновенный радиус кривизны траектории электрона,  $X = \gamma\psi$ ,  $\xi = y(1 + X^2)^{3/2}/2$ ,  $K_n(x)$  — функция Макдональда. В единицах, обычно используемых на практике,  $\rho$  (в м) =  $3,3E_e/V$  и  $E_c$  (в кэВ) =  $0,665E_e^2 B$ , где  $E_e$  задано в ГэВ, а  $B$  (индукция магнитного поля) — в Т.

Проинтегрированное по  $\psi$  распределение (1) дает:

$$\frac{d^2 F(\omega, \theta)}{d\theta (d\omega/\omega)} = \frac{\sqrt{3}N}{\pi} \alpha_e \gamma \frac{I}{e} G_1(y), \quad (2)$$

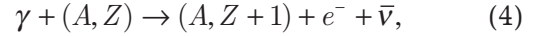
где

$$G_1(y) = y \int_y^\infty K_{5/3}(y') dy',$$

или в практических единицах (фотон/с/мрад/(0,1 % спектральной полосы))

$$\frac{d^2 F(\omega, \theta)}{d\theta (d\omega/\omega)} = 4,92 \cdot 10^{13} N E_e (\text{в ГэВ}) I (\text{в А}) G_1(y). \quad (3)$$

Для скорости эндотермической реакции



имеющей энергетический порог

$$\Delta \equiv [M(A, Z + 1) - M(A, Z) + m_e] c^2 > 0 \quad (5)$$

( $\gamma$  — фотон,  $A$  и  $Z$  — массовое и зарядовое числа атомного ядра ( $A, Z$ ),  $e^-$  — электрон,  $\bar{\nu}$  — антинейтрино,  $M(A, Z)$  — масса ядра ( $A, Z$ )) в [5] нами было получено общее выражение, которое для частного случая разрешенных  $\beta^-$ -переходов  $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$  (мы будем рассматривать только их как наиболее интенсивные) можно представить в виде:

$$P_{\beta, \omega}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f) = 24\pi^2 \frac{\alpha_e \ln 2}{\Pi_{J_i, f_0 t}^2 \sum_{j_\gamma, l_\gamma} \left( \Pi_{l_\gamma} \Pi_{j_\gamma} \cdot C_{11l_\gamma, 0}^{j_\gamma 1} \right)^2} \times \int_1^{\omega - \Delta + 1} |N|^2 |L_e|^2 \cdot \frac{(1 + \omega - \Delta - \varepsilon)^2}{\omega} \cdot \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} d\varepsilon. \quad (6)$$

Здесь  $J_i$  — спин ядра ( $A, Z$ ),  $f_0 t$  — приведенное время жизни  $\beta$ -перехода,  $j_\gamma, l_\gamma (j_e, l_e)$  — полный и орбитальный моменты фотона (электрона) соответственно,  $L$  — орбитальный момент, передаваемый ядру,  $\Pi_l = \sqrt{2l+1}$ ,  $C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{j m}$  — коэффициент Клебша–Гордона,  $\varepsilon$  — энергия вылетающего электрона,  $N, L_e$  — ядерная и лептонная части амплитуды процесса (смотри также [6]).

Для сечения процесса фото-бета-распада, инициированного фотоном энергии  $E_\gamma$ , имеем:

$$\sigma(\omega) = \frac{P_{\beta, \omega}^{(\gamma)}(\beta_i \rightarrow \beta_f)}{j}, \quad (7)$$

где  $j$  — плотность потока фотонов.

В случае, когда на мишень (ядро ( $A, Z$ )) направляется поток фотонов с известным спектром частот (нас интересует в данном случае синхротронное излучение), для скорости  $\lambda$  реакции  $(A, Z) \xrightarrow{\beta, \gamma} (A, Z + 1)$  (в единицу времени) получим:

$$\lambda = V^{-1} \int_{\Delta}^{\infty} d\omega \int_{-1/2\gamma}^{1/2\gamma} d\theta F(\omega, \theta) \sigma(\omega), \quad (8)$$

где  $V$  — объем мишени, а величина  $F(\omega, \theta)$  определяется формулой (3).

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Сформулируем возможную схему ускорения естественного  $\beta^-$ -распада материнского ядра  $(A, Z)$ , помещенного в поле синхротронного излучения. Мы не будем рассматривать действие электромагнитного поля на  $\beta^-$ -электрон. Как уже говорилось, этот эффект достаточно хорошо исследован и полученные результаты обсуждались во Введении. Отметим только, что интегральную вероятность  $\beta^-$ -распада учет действия поля по такой схеме практически не изменяет. Нас будет интересовать возможность осуществления таких  $\beta^-$ -переходов, которые в отсутствие электромагнитного поля были запрещены законом сохранения энергии (см. рис. 2). Наличие в спектре СИ  $\gamma$ -квантов с энергией выше 50 кэВ такой канал  $\beta^-$ -распада не исключает. Рассмотрим эту ситуацию более подробно. Пусть материнское ядро  $(A, Z)$   $\beta^-$ -нестабильно, однако его естественный распад сильно заторможен. Это необходимо, чтобы по возможности усилить эффект. Пусть также среди возбужденных состояний дочернего ядра  $(A, Z + 1)$  с энергиями возбуждений  $E_f > Q_{\beta^-}$ , где  $Q_{\beta^-}$  — величина энергывыделения для естественного  $\beta^-$ -распада, есть такие, которые допускают (по квантовым правилам отбора)  $\beta^-$ -переходы разрешенного типа из основного состояния материнского ядра. При этом для

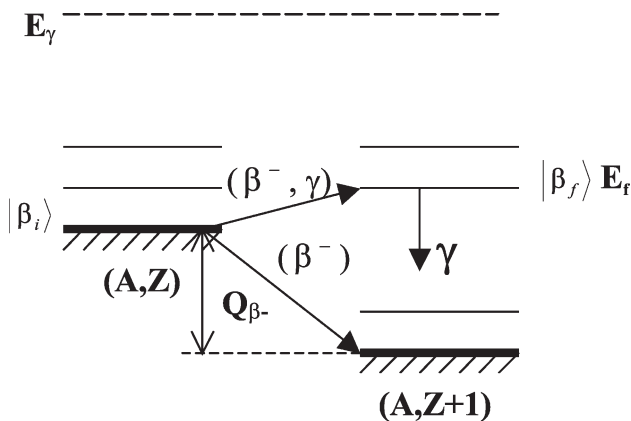


Рис. 2. Схема  $\beta^-$ -распада ядра с естественной  $\beta^-$ -активностью (символ  $(\beta^-)$ ), стимулированного электромагнитным излучением (символ  $(\beta^-, \gamma)$ ). Энергия возбужденного состояния  $E_f$  отсчитана от основного состояния

увеличения скорости распада желательно, чтобы значение  $E_f$  было как можно меньше (величина  $E_f - Q_{\beta^-}$  в данном случае играет роль энергетического порога для фотобета-распада). При соблюдении этих требований под действием синхротронного излучения становится возможным эндотермический  $\beta^-$ -переход из основного состояния  $|\beta_i\rangle$  ядра  $(A, Z)$  в возбужденное состояние  $|\beta_f\rangle$  дочернего ядра  $(A, Z + 1)$  с энергией  $E_f$  по ранее описанному механизму стимулированного  $\beta^-$ -распада [5]. Предполагается, что последующее снятие возбуждения дочернего ядра  $(A, Z + 1)$  будет осуществляться за счет электромагнитной разрядки. При этом в определенных условиях (малая скорость естественного  $\beta^-$ -распада, относительно небольшая величина энергетического порога  $E_f - Q_{\beta^-}$ ) можно надеяться на некоторое увеличение выхода дочерних ядер  $(A, Z + 1)$  в сравнении с их выходом за счет только естественного  $\beta^-$ -процесса.

С учетом вышеперечисленных требований были проанализированы схемы распада  $\beta^-$ -активных ядер с большим временем жизни и подходящие для исследований кандидаты представлены в таблице 1.

Скорость  $\lambda$  реакции  $(A, Z) \xrightarrow{\beta^-, \gamma} (A, Z + 1)^*$  рассчитывалась по формуле (8). Для определения плотности потока фотонов СИ использовались данные для наиболее мощного источника с достаточно протяженной жесткой областью спектра — вигглера SPring-8. Его параметры следующие: энергия электронов на орбите  $E_e = 8$  ГэВ, ток  $I = 0,1$  А, критическая энергия  $E_c = 43$  кэВ, число элементов периодичности  $N = 37$  [4]. Результаты расчетов также приведены в таблице 1. Для сравнения указана скорость естественного  $\beta^-$ -распада ядра  $(A, Z)$ , которая вычислялась по формуле:  $\lambda^{(ест)} = \ln 2 / T_{1/2}$ , где  $T_{1/2}$  — известный период полураспада.

Из таблицы 1 видно, что порядки величины скоростей  $\lambda$  соответствуют  $\beta^-$ -переходам третьего запрета. Такие результаты в основном обусловлены относительно большими энергетическими порогами эндотермических реакций (60 кэВ и выше). Поэтому для большинства заторможенных  $\beta^-$ -переходов, приведенных в таблице 1, изменение скорости естественного распада из-за облучения незначительно (составляет не

Таблица 1

Величины скорости  $\lambda$  для ядер с естественным  $\beta^-$ -распадом  
(здесь и далее экспериментальные данные из [7])

Ядро (A, Z)	Естественный переход $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$	$Q_{\beta^-}$ , кэВ	Стимулированный переход $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f^*}$	$E_f$ , кэВ	$\lambda_{\text{ест}}$ , $\text{с}^{-1}$	$\lambda$ , $\text{с}^{-1}$
$^{10}_4\text{Be}$	$0^+ \rightarrow 3^+$	555	$0^+ \rightarrow 1^+$	718	$(1,46 \pm 0,06) \cdot 10^{-14}$	$7,44 \cdot 10^{-22}$
$^{79}_{34}\text{Se}$	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^-$	151	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^+$	207	$> 3,4 \cdot 10^{-13}$	$3,63 \cdot 10^{-20}$
$^{87}_{37}\text{Rb}$	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{9}{2}^+$	283	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-$	388	$(4,63 \pm 0,04) \cdot 10^{-19}$	$9,61 \cdot 10^{-21}$
$^{107}_{46}\text{Pd}$	$\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^-$	33	$\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+$	93	$(3,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-15}$	$7,55 \cdot 10^{-20}$
$^{115}_{49}\text{In}$	$\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	495	$\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+$	612	$(4,98 \pm 0,25) \cdot 10^{-23}$	$3,28 \cdot 10^{-21}$
$^{129}_{53}\text{I}$	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$	194	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$	321	$(1,40 \pm 0,04) \cdot 10^{-15}$	$4,34 \cdot 10^{-21}$
$^{135}_{55}\text{Cs}$	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	269	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+$	480	$(9,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-15}$	$1,99 \cdot 10^{-22}$

более  $2 \cdot 10^{-3} \%$ ). Исключения составляют лишь  $\beta^-$ -распады третьего порядка запрета ядра  $^{87}_{37}\text{Rb}$  и четвертого порядка запрета ядра  $^{115}_{49}\text{In}$ . В первом случае скорость  $\beta^-$ -распада увеличивается более чем на 2%, что выходит за пределы экспериментальной ошибки в определении  $\lambda$  ( $\leq 1 \%$ ). Во втором случае скорость  $\beta^-$ -распада увеличивается почти в 100 раз, что, конечно, есть следствие очень большой заторможенности естественного  $\beta^-$ -перехода. Очевидно, увеличение плотности потока СИ или смещение максимума его спектра в область больших энергий сможет более существенным образом повлиять на скорость стимулированного  $\beta^-$ -распада.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования эндотермических  $\beta^-$ -распадов, стимулированных синхротронным излучением, позволяют сделать следующие выводы.

- Для всех рассмотренных случаев при облучении материнских ядер СИ от существующих наиболее мощных источников скорость распада по порядку величины соответствует  $\beta^-$ -переходам третьего порядка запрета. Поэтому для естественных  $\beta^-$ -переходов второго порядка запрета и заторможенных однократно запрещенных  $\beta^-$ -переходов изменение скорости распада незначительно ( $10^{-3} \%$ ). Однако, для  $\beta^-$ -перехода третьего запрета ядра  $^{87}\text{Rb}$  это изменение

составляет уже 2 %, а для очень сильно заторможенного  $\beta^-$ -распада ядра  $^{115}\text{In}$  скорость распада увеличивается почти на два порядка.

- Конечно, из-за относительной малости величин скоростей эндотермических распадов, стимулированных существующими источниками СИ, экспериментальное наблюдение эффекта затруднительно. Однако в практических ситуациях положение улучшается тем, что стимулированный  $\beta^-$ -распад происходит в возбужденное состояние дочернего ядра. Это позволяет применить для идентификации распада методы с использованием  $\gamma$ -квантов, например, регистрировать ядерные  $\gamma$ -кванты, появляющиеся в результате разрядки возбужденного состояния. В этом случае значение будут иметь и величины энергии испускаемого фотона, и время жизни возбужденного состояния. В принципе, подходящие пары «материнское» ядро — «дочернее» ядро как кандидаты для проведения эксперимента могут быть найдены. Есть надежда, что быстрый прогресс, наблюдающийся в области строительства все более мощных источников синхротронного излучения, сделает постановку экспериментальной задачи вполне реальной. Ее решение, с одной стороны, даст ответ на фундаментальный вопрос — можно ли за счет внешних воздействий стимулировать ядерные распады, в частности, и те, которые запрещены законом сохранения

энергии, и, с другой стороны, положительный ответ, возможно, будет способствовать поиску решений проблемы утилизации ядерных отходов.

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тернов И.М., Родионов В.Н., Дорофеев О.Ф. // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 51.

2. Копытин И.В., Карпов Э.Г., Чуракова Т.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. С. 49.

3. [http://www.spring8.or.jp/e/general\\_info/overview](http://www.spring8.or.jp/e/general_info/overview)

4. Attwood D. Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 1999. 486 p.

5. Копытин И.В., Карелин К.Н., Некупелов А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. С. 670.

6. Копытин И.В., Карелин К.Н., Фофонов В.А. // Вестник ВГУ. Сер. физика, матем. 2004. Т. 1. С. 15—20.

7. Firestone R.B., Shirley V.S. Table of Isotopes, 8<sup>th</sup> edition. John Wiley & Sons. 1996.