

УДК 539.166.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В α -РАСПАДАХ ^{226}Ra и ^{214}Po ¹

© 2004 С. Д. Кургалин*, Ю. М. Чувильский**, Т. А. Чуракова*

* Воронежский государственный университет

** Научно-исследовательский институт ядерной физики
 Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Развита универсальная модель для расчета спектров внутреннего тормозного излучения (ВТИ), которая может применяться для ядерных распадов различных типов (α -, кластерного и протонного). В модели используются ядерные потенциалы, близкие к реальным. Получены спектры ВТИ для α -распада ^{226}Ra и ^{214}Po и изучены их свойства. Сопоставлены вклады внутренней, подбарьерной и периферийной областей α -распадного ядра в вероятность ВТИ.

ВВЕДЕНИЕ

Первая теоретическая модель процесса внутреннего тормозного излучения (ВТИ) при α -распаде предложена в работе [1], где было получено выражение для вероятности ВТИ при α -распаде и выполнены расчеты для ядра ^{210}Po . Последовавшие за этим эксперименты по обнаружению и исследованию ВТИ в ядрах ^{210}Po , ^{214}Po , ^{226}Ra , ^{244}Cm [2—5] вызвали большой интерес теоретиков и экспериментаторов. Разработанные для описания этого явления модели (см., например, [6—13]), используют ядерные потенциалы, достаточно далекие от реальных.

В работах [14—18] была представлена модель, преимуществом которой по сравнению с другими является то, что в ней впервые использован ядерный потенциал, близкий к реальному. Это дает возможность оценить вклад в вероятность ВТИ любой пространственной области, расположенной как внутри, так и на поверхности или вдали от ядра, и тем самым дать ответ на принципиальный вопрос о том, где формируется тормозное γ -излучение в каждом конкретном случае. Модель является универсальной, что позволило в [15,16] выполнить расчеты вероятностей ВТИ не только для α -распада ядра ^{210}Po , но и для кластерного распада ^{222}Ra с выходом ^{14}C и для протонного распада ^{113}Cs .

Настоящая работа посвящена развитию теоретической модели [14—18], использованию ее для расчетов вероятностей ВТИ в α -распадах ^{226}Ra и ^{214}Po и анализу вкладов разных пространственных областей внутри и за пределами ядра в суммарные спектры ВТИ.

1. ОСНОВНОЙ ФОРМАЛИЗМ МОДЕЛИ

Вероятность ВТИ, нормированная на один акт α -распада, для электрического дипольного ($E1$) γ -излучения рассчитывается по формуле [15, 16]:

$$\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma} = \frac{8}{3\pi} \left(Z_{\text{eff}}^{(E1)} \right)^2 \frac{\alpha \varepsilon_\gamma k_f}{(\hbar c)^2 k_i} |M|^2, \quad (1)$$

вероятность для квадрупольного ($E2$) ВТИ имеет вид [17]:

$$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma} \right)^{E2} = \frac{24}{5\pi} \left(Z_{\text{eff}}^{(E2)} \right)^2 \frac{\alpha \varepsilon_\gamma k_f}{(\hbar c)^2 k_i} |M_{E2}|^2, \quad (2)$$

где соответствующий матричный элемент M_{EJ} для γ -излучения мультипольности EJ :

$$M_{EJ} = \frac{1}{k_f} \int_0^\infty R_{L=J}(k_f r) j_{J-1}(kr) \left(\frac{d}{dr} - \frac{1}{r} \right) \Phi_i(r) dr. \quad (3)$$

$Z_{\text{eff}}^{(EJ)}$ — эффективный электрический заряд для электрического перехода мультипольности EJ , учитывающий относительное движение вылетающей α -частицы (мы рассматриваем только $E1$ и $E2$ -переходы, для $E1$ -излучения индекс EJ в некоторых случаях не

¹ Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 02-02-16411

указываем); $j_{j-1}(kr)$ — сферическая функция Бесселя; ε_γ — энергия испускаемого γ -кванта и k — его волновой вектор ($k = \varepsilon_\gamma/\hbar c$); k_f — волновой вектор α -частицы в конечном состоянии; $R_L(k_f r)$ — радиальная функция, удовлетворяющая уравнению Шредингера:

$$\frac{d^2 R_L(k_f r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(E - U(r) - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} \right) R_L(k_f r) = 0, \quad (4)$$

где μ — приведенная масса; потенциал $U(r)$ представляет собой сумму ядерного и кулоновского потенциалов.

Функция $\Phi_i(r)$ начального квазистационарного состояния α -частицы находится путем численного решения уравнения Шредингера с энергией α -распада Q_α . Она имеет асимптотики [19]:

$$\begin{aligned} \Phi_i(r) &\underset{r \rightarrow 0}{\sim} r^{L+1}, \\ \Phi_i(r) &\underset{r \rightarrow \infty}{\sim} G_L(k_i r) + iF_L(k_i r), \end{aligned} \quad (5)$$

где $G_L(k_i r)$ и $F_L(k_i r)$ — иррегулярная и регулярная кулоновские функции; k_i — волновой вектор α -частицы в начальном состоянии.

Вблизи от внутренней точки поворота производится «сшивка» логарифмических производных действительных частей функции $\Phi_i(r)$, полученных из решения уравнения Шредингера во встречных (к центру и от центра ядра) направлениях [15, 16].

Функция $R_L(k_f r)$, описывающая конечное состояние α -частицы, в области, где прекращается действие ядерного потенциала, представляется в виде:

$$R_L(k_f r) = C_1 F_L(k_f r) + C_2 G_L(k_f r), \quad (6)$$

где C_1 и C_2 — константы, связанные с ядерной фазой рассеяния $\delta_L^{nuc} = \arctg(C_2/C_1)$. При $r \rightarrow \infty$ эта функция ведет себя как:

$$R_L(k_f r) \rightarrow \sin(k_f r - \eta \ln(2k_f r) - L\pi/2 + \sigma_L + \delta_L^{nuc}). \quad (7)$$

Волновой вектор $k_f = \sqrt{2\mu Q_\alpha^f/\hbar^2}$ определяется конечной энергией α -частицы $Q_\alpha^f = Q_\alpha - \varepsilon_\gamma$; η — кулоновский параметр ($\eta = \alpha Z_\alpha Z_D c/v$); Z_α и Z_D зарядовые числа α -частицы и дочернего ядра; v — скорость α -частицы; $\alpha = e^2/(\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры; σ_L — кулоновская фаза: $\sigma_L = \arg \Gamma(L+1+i\eta)$, где $\Gamma(L+1+i\eta)$ — гамма-функция.

При расчете действительных $Re M$ и мнимых $Im M$ частей радиальных матричных элементов M область интегрирования по r от 0 до ∞ разбивалась на три части: I (внутренняя) — от $r = 0$ до внутренней точки поворота; II (подбарьерная) — от внутренней точки поворота до внешней; III (периферийная) — от внешней точки поворота (R_0^{out}) до $r = \infty$.

С учетом эрмитовости гамильтониана, описывающего взаимодействие системы нуклонов с электромагнитным полем, в длинноволновом приближении можно получить [15] другое выражение для матричного элемента M , которое обеспечивает хорошую сходимость интегрирования при больших значениях r . В этом случае часть матричного элемента $M(III)$, характеризующая вклад области III в полный матричный элемент M , имеет вид:

$$M(III) = - \frac{2Z_D e^2}{k_f \varepsilon_\gamma} \int_{R_0^{out}}^{\infty} \frac{R_L(k_f r) \Phi_i(r)}{r^2} dr. \quad (8)$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Представленный теоретический подход применяется для получения вероятностей ВТИ в α -распадах ^{226}Ra и ^{214}Po .

Волновые функции начального квазистационарного и конечного состояний системы получают численным решением уравнения Шредингера. При расчете вероятностей ВТИ используется оптический ядерный потенциал МакФаддена–Сэчлера [20], хорошо описывающий ширины α -распадов [21].

Анализ матричных элементов M , определяющих вероятность ВТИ, позволяет оценить вклад областей I, II и III в спектр γ -излучения. Как видно из табл. 1–2, область I дает малый вклад в суммарную вероятность $dW/d\varepsilon_\gamma$. Так как вклады областей III и II преобладают над вкладом области I, то можно сказать, что основными областями формирования γ -излучения при α -распаде ^{226}Ra и ^{214}Po являются области III и II.

Найдены сходные черты и различия в поведении вероятностей и в областях формирования γ -излучений для разных α -распадов и проведено их сравнение с аналогичными величинами для кластерного и протонного распадов, полученных ранее в [15,

Таблица 1

Значения вероятностей $dW/d\varepsilon_\gamma$ (в $1/(\text{кэВ} \cdot \text{распад})$) внутреннего тормозного излучения с энергией ε_γ для α -распада ^{226}Ra , а также величины матричных элементов M (в фм) в различных пространственных областях I—III ($Q_\alpha = 4,870$ МэВ)

ε_γ , кэВ	$ReM(I)$	$ReM(II)$	$ImM(II)$	$ReM(III)$	$ImM(III)$	$\Sigma(ReM)$	$\Sigma(ImM)$	$ M $	$dW/d\varepsilon_\gamma$
50	-0,23	-15	0,56	35	-77	20	-76	79	$9,6 \cdot 10^{-9}$
100	-0,15	-11	0,49	21	-28	10	-27	29	$2,6 \cdot 10^{-9}$
200	-0,069	-6,5	0,36	9,8	-7,4	3,2	-7,1	7,8	$3,7 \cdot 10^{-10}$
300	-0,030	-3,7	0,25	4,8	-2,3	1,1	-2,1	2,3	$4,8 \cdot 10^{-11}$
400	-0,012	-2,1	0,17	2,4	-0,86	0,31	-0,68	0,75	$6,7 \cdot 10^{-12}$
500	-0,0051	-1,2	0,11	1,3	-0,35	0,055	-0,24	0,24	$8,8 \cdot 10^{-13}$
600	-0,0020	-0,67	0,071	0,65	-0,16	0,019	-0,084	0,086	$1,3 \cdot 10^{-13}$
700	-0,00076	-0,36	0,043	0,33	-0,072	0,030	-0,028	0,042	$3,5 \cdot 10^{-14}$

Таблица 2

Значения вероятностей $dW/d\varepsilon_\gamma$ (в $1/(\text{кэВ} \cdot \text{распад})$) внутреннего тормозного излучения с энергией ε_γ для α -распада ^{214}Po , а также величины матричных элементов M (в фм) в различных пространственных областях I—III ($Q_\alpha = 7,833$ МэВ)

ε_γ , кэВ	$ReM(I)$	$ReM(II)$	$ImM(II)$	$ReM(III)$	$ImM(III)$	$\Sigma(ReM)$	$\Sigma(ImM)$	$ M $	$dW/d\varepsilon_\gamma$
50	-0,26	-8,9	0,43	32	-112	23	-112	114	$1,9 \cdot 10^{-8}$
100	-0,21	-7,8	0,40	22	-50	15	-50	52	$7,9 \cdot 10^{-9}$
200	-0,15	-6,1	0,34	14	-18	7,4	-18	19	$2,2 \cdot 10^{-9}$
300	-0,10	-4,7	0,29	9,1	-8,9	4,3	-8,7	9,7	$8,2 \cdot 10^{-10}$
400	-0,069	-3,6	0,25	6,2	-4,8	2,5	-4,6	5,2	$3,2 \cdot 10^{-10}$
500	-0,047	-2,8	0,21	4,4	-2,8	1,6	-2,5	3,0	$1,3 \cdot 10^{-10}$
600	-0,031	-2,1	0,17	3,1	-1,6	1,0	-1,5	1,8	$5,4 \cdot 10^{-11}$
700	-0,021	-1,6	0,14	2,2	-0,99	0,60	-0,85	1,0	$2,1 \cdot 10^{-11}$
800	-0,013	-1,2	0,11	1,6	-0,61	0,42	-0,50	0,65	$9,5 \cdot 10^{-12}$

16]. Так для $\varepsilon_\gamma = 100$ кэВ значения вероятностей ВТИ (в $\text{кэВ}^{-1} \cdot \text{распад}^{-1}$) для α -распадов в ядрах ^{210}Po , ^{214}Po , ^{226}Ra равны $3 \cdot 10^{-9}$, $8 \cdot 10^{-9}$, $3 \cdot 10^{-9}$, а для $\varepsilon_\gamma = 500$ кэВ — $3 \cdot 10^{-12}$, $1 \cdot 10^{-10}$, $9 \cdot 10^{-13}$ соответственно, что свидетельствует об их достаточно сильной зависимости от характеристик распадов. Сравнение результатов данной работы с аналогичными величинами для кластерного и протонного распадов [15, 16] показывает, что вклад области I в суммарную вероятность ВТИ для исследованных случаев α - и кластерного распадов мал по сравнению с вкла-

дом других областей, но для протонного распада ^{113}Cs является существенным. Значения $Re(M)$ и $Im(M)$ с увеличением энергии γ -кванта убывают монотонно, но с разной скоростью, так что соотношение между вкладом разных областей меняется. В ядрах ^{214}Po и ^{226}Ra действительные и мнимые части матричных элементов имеют противоположные знаки во II и III областях, что приводит к их деструктивному суммарному вкладу в полную вероятность. Однако вследствие того, что для сумм действительных ($\Sigma(ReM)$) и мнимых ($\Sigma(ImM)$) частей матрич-

ных элементов по областям I—III выполняется соотношение $|\Sigma(ReM)| < |\Sigma(ImM)|$, то величина $|M|$ практически совпадает с $|\Sigma(ImM)|$. Кроме того, для $ImM(III)$ — мнимой части матричного элемента в области III выполняется соотношение: $\Sigma(ImM) \approx ImM(III)$.

Сравнение полученных теоретических γ -спектров ВТИ с имеющимися экспериментальными [2—5] дает возможность сделать вывод, что представленная здесь модель достаточно хорошо описывает их основные свойства.

Для оценки вкладов $E1$ - и $E2$ -излучений в суммарные спектры ВТИ проведен расчет вероятностей $(dW/d\varepsilon_\gamma)^{EJ}$ при мультипольностях $E1$ и $E2$ для α -распада ядра ^{210}Po в модельном потенциале из [6] (параметры потенциальной ямы: глубина $V_0 = -16,7$ МэВ, ширина $r_0 = 8,76$ фм). Анализ полученных результатов (см. табл. 3) показал, что вероятности $E2$ -излучения для этого случая близки к результатам [12]. Отношение вероятностей $(dW/d\varepsilon_\gamma)^{E1}/(dW/d\varepsilon_\gamma)^{E2}$ дипольного и квадрупольного γ -излучений для α -распада ^{210}Po находится в диапазоне $\approx 50 — 500$, что позволяет в исследованном интервале энер-

гий ($\varepsilon_\gamma = 100 — 800$ кэВ) не учитывать влияния квадрупольного излучения.

В табл. 4 представлены результаты исследования влияния параметров глубины и

Таблица 3
Значения вероятностей $(dW/d\varepsilon_\gamma)^J$ (в $1/(\text{кэВ} \cdot \text{распад})$) тормозного γ -излучения с энергией ε_γ для α -распада ^{210}Po при мультипольностях $J=E1, E2$ и параметрах потенциальной ямы из [6]: $V_0 = -16,7$ МэВ, $r_0 = 8,76$ фм

ε_γ , кэВ	$(dW/d\varepsilon_\gamma)^{E1}$	$(dW/d\varepsilon_\gamma)^{E2}$	$(dW/d\varepsilon_\gamma)^{E1}/(dW/d\varepsilon_\gamma)^{E2}$
100	$2,74 \cdot 10^{-9}$	$5,56 \cdot 10^{-12}$	490
200	$4,48 \cdot 10^{-10}$	$1,95 \cdot 10^{-12}$	230
300	$8,83 \cdot 10^{-11}$	$5,91 \cdot 10^{-13}$	150
400	$1,81 \cdot 10^{-11}$	$1,64 \cdot 10^{-13}$	110
500	$3,71 \cdot 10^{-12}$	$4,29 \cdot 10^{-14}$	86
600	$7,43 \cdot 10^{-13}$	$1,03 \cdot 10^{-14}$	72
700	$1,43 \cdot 10^{-13}$	$2,36 \cdot 10^{-15}$	61
800	$2,66 \cdot 10^{-14}$	$5,05 \cdot 10^{-16}$	53

Таблица 4

Значения вероятностей $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)^{E2}$ (в $1/(\text{кэВ} \cdot \text{распад})$) тормозного γ -излучения с энергией ε_γ для α -распада ^{210}Po при мультипольности $E2$ и вариации параметров потенциальной ямы из [6]: $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_1^{E2}$ — при $V_0 = -16,7$ МэВ, $r_0 = 6,76$ фм; $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_2^{E2}$ — при $V_0 = -16,7$ МэВ, $r_0 = 10,76$ фм; $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_3^{E2}$ — при $V_0 = -8,35$ МэВ, $r_0 = 8,76$ фм; $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_4^{E2}$ — при $V_0 = -33,4$ МэВ, $r_0 = 6,76$ фм; $\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_5^{E2}$ — при $V_0 = -100$ МэВ, $r_0 = 6,76$ фм

ε_γ , кэВ	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_1^{E2}$	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_2^{E2}$	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_3^{E2}$	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_4^{E2}$	$\left(\frac{dW}{d\varepsilon_\gamma}\right)_5^{E2}$
100	$5,15 \cdot 10^{-12}$	$6,15 \cdot 10^{-12}$	$5,35 \cdot 10^{-12}$	$6,07 \cdot 10^{-12}$	$8,36 \cdot 10^{-12}$
200	$1,72 \cdot 10^{-12}$	$2,30 \cdot 10^{-12}$	$1,83 \cdot 10^{-12}$	$2,25 \cdot 10^{-12}$	$3,48 \cdot 10^{-12}$
300	$4,97 \cdot 10^{-13}$	$7,34 \cdot 10^{-13}$	$5,44 \cdot 10^{-13}$	$7,07 \cdot 10^{-13}$	$1,18 \cdot 10^{-12}$
400	$1,32 \cdot 10^{-13}$	$2,13 \cdot 10^{-13}$	$1,48 \cdot 10^{-13}$	$2,02 \cdot 10^{-13}$	$3,53 \cdot 10^{-13}$
500	$3,30 \cdot 10^{-14}$	$5,76 \cdot 10^{-14}$	$3,82 \cdot 10^{-14}$	$5,42 \cdot 10^{-14}$	$9,72 \cdot 10^{-14}$
600	$7,73 \cdot 10^{-15}$	$1,44 \cdot 10^{-14}$	$9,06 \cdot 10^{-15}$	$1,33 \cdot 10^{-14}$	$2,46 \cdot 10^{-14}$
700	$1,71 \cdot 10^{-15}$	$3,39 \cdot 10^{-15}$	$2,05 \cdot 10^{-15}$	$3,10 \cdot 10^{-15}$	$5,80 \cdot 10^{-15}$
800	$3,53 \cdot 10^{-16}$	$7,47 \cdot 10^{-16}$	$4,34 \cdot 10^{-16}$	$6,75 \cdot 10^{-16}$	$1,27 \cdot 10^{-15}$

ширины потенциальной ямы в модели [6] на вероятность $E2$ -переходов. Были взяты пять вариантов параметров: 1 — $V_0 = -16,7$ МэВ, $r_0 = 6,76$ фм; 2 — $V_0 = -16,7$ МэВ, $r_0 = 10,76$ фм; 3 — $V_0 = -8,35$ МэВ, $r_0 = 8,76$ фм; 4 — $V_0 = -33,4$ МэВ, $r_0 = 6,76$ фм; 5 — $V_0 = -100$ МэВ, $r_0 = 6,76$ фм. Видно, что даже существенное изменение параметров не отражается при использовании данной модели на величинах $(dW/d\epsilon_\gamma)^{E2}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе развития теоретической модели ВТИ [14—18], универсальной для α -, кластерного и протонного распадов, с использованием реалистических ядерных потенциалов получены спектры ВТИ для α -распада ^{226}Ra и ^{214}Po . Анализ радиальных матричных элементов, от квадрата которых зависит вероятность ВТИ, позволил оценить вклад внутриядерной, подбарьерной и периферийной областей формирования γ -излучения. Исследовано ВТИ разной мультипольности при α -распаде и получены величины вкладов $E1$ - и $E2$ -излучений в суммарный спектр.

Сравнение экспериментальных значений для ВТИ при α -распаде с полученными в настоящей работе теоретическими величинами свидетельствует об описании представленной моделью основных свойств экспериментальных спектров.

Использование данной модели позволяет не только провести детальное исследование характеристик спектров ВТИ для α -распада и дать объяснение имеющимся экспериментальным данным, но и оценить перспективы поиска ВТИ в различных типах распадов.

Важно подчеркнуть, что возможности данной модели позволяют использовать ее и для анализа процесса ВТИ при α -распаде из высоковозбужденных состояний ядер (например, из состояния 18^+ в ядре ^{212}Po или 9^- в ядре ^{210}Bi), где можно ожидать, что вклад внутренней области ядра в суммарную вероятность будет существенным.

Авторы благодарны И. В. Копытину и И. С. Баткину за ценные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баткин И.С. Внутреннее тормозное излучение, сопровождающее α -распад / И. С. Баткин,

И. В. Копытин, Т. А. Чуракова // Ядерная физика. — 1986. — Т. 44, Вып. 6(12). — С. 1454—1458.

2. Investigation of bremsstrahlung emission in α -decay of heavy nuclei / A. D'Arrigo, N. V. Eremin, G. Fazio et al. // Physics Letters. — 1994. — V. B332, № 1, 2. — P. 25—30.

3. Bremsstrahlung in α -decay of ^{210}Po : Do α particles emit photons in tunneling? / J. Kasagi, H. Yamazaki, N. Kasajima et al. // Phys. Rev. Lett. — 1997. — V. 79, № 3. — P. 371—374.

4. Bremsstrahlung emission in α -decay and tunnelling motion of α particles / J. Kasagi, H. Yamazaki, N. Kasajima et al. // J. Phys. G. — 1997. — V. 23. — P. 1451—1457.

5. Методика регистрации тормозного излучения, сопровождающего альфа-распад тяжелых ядер (тормозное излучение при альфа-распаде ^{210}Po) / Н. В. Еремин, С. В. Климов, Д. А. Смирнов, А. Ф. Тулинов // НИИЯФ МГУ. — Препринт № 2000-17/621. — М., 2000. — 31 с.

6. Papenbrock T. Bremsstrahlung in α Decay / T. Papenbrock, G. F. Bertsch // Phys. Rev. Lett. — 1998. — V. 80, № 19. — P. 4141—4144.

7. Bremsstrahlung in α decay / N. Takigawa, Y. Nozawa, K. Hagino et al. // Phys. Rev. — 1999. — V. C59, № 2. — P. 593—597.

8. Bertulani C.A. Bremsstrahlung radiation by a tunneling particle: A time-dependent description / C. A. Bertulani, D. T. de Paula, V. G. Zelevinsky // Phys. Rev. — 1999. — V. C60, № 3. — P. 031602-1-4.

9. Diakonov M.I. Bremsstrahlung spectrum in α decay / M. I. Diakonov // Phys. Rev. — 1999. — V. C60, № 3. — P. 037602—037609.

10. Dyakonov M.I. Electromagnetic radiation by a tunneling charge / M. I. Dyakonov, I. V. Gornyi // Phys. Rev. Lett. — 1996. — V. 76, № 19. — P. 3542—3545.

11. Misicu S. Emission of electromagnetic radiation in α -decay / S. Misicu, M. Rizea, W. Greiner // J. Phys. G. — 2001. — V. 27. — P. 993—1003.

12. Ткаля Е.В. Спектр тормозного излучения при альфа-распаде и квантовое тунелирование / Е. В. Ткаля // ЖЭТФ. — 1999. — Т. 116, Вып. 2(8). — С. 390—409.

13. Tkalya E.V. Bremsstrahlung in α decay and «Interference of Space Region» / E. V. Tkalya // Phys. Rev. — 1999. — V. C60, № 5. — P. 446—450.

14. Кургалин С.Д. Внутреннее тормозное излучение при кластерном и протонном распадах / С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский, Т. А. Чуракова // Международная конференция «Кластеры в ядерной физике». I Совец по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. — СПб., 2000. — С. 465—466.

15. Кургалин С.Д. Природа внутреннего тормозного излучения при α -, кластерном и про-

тонном распадах / С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский, Т. А. Чуракова // Вестн. Воронеж. ун-та. Сер. Физика, математика. — 2001. — № 1. — С. 40—45.

16. Кургалин С.Д. Внутреннее тормозное излучение при кластерном и протонном распадах / С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский, Т. А. Чуракова // Изв. РАН, сер. физ. — 2001. — Т. 65, № 5. — С. 666—670.

17. Кургалин С.Д. Расчет вероятности внутреннего тормозного излучения для α -распада ^{226}Ra и ^{214}Po / С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский, Т. А. Чуракова // 53 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2003»: Тез. докл., 7—10 окт. 2003 г. — СПб., 2003. — С. 188.

18. Кургалин С.Д. Электромагнитное излучение при α -, кластерном и протонном распадах / С. Д. Кургалин, Ю. М. Чувильский, Т. А. Чуракова // Действие электромагнитных полей на

пластичность и прочность материалов: Материалы V международ. конф. Второй международ. семинар «Компьютерное моделирование электромагнитных процессов в физических, химических и технических системах» (г. Воронеж, 14—15 февр. 2003 г.). — Воронеж, 2003. — С. 220—221.

19. Кадменский С.Г. Альфа-распад и родственные ядерные реакции / С. Г. Кадменский, В. И. Фурман. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 224 с.

20. McFadden L. Optical-model analyses of the scattering of 24.7 MeV alpha particles / L. McFadden, G. R. Satchler // Nucl. Phys. — 1966. — V. 84, № 1. — P. 177—200.

21. α -распад нейтронных резонансов и тестирование оптических потенциалов α -частиц в глубокоподбарьерной области / С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин, В. И. Фурман и др. // Ядерная физика. — 1981. — Т. 33, вып. 2. — С. 573—575.