

# ИОНИЗАЦИЯ $L$ -ОБОЛОЧЕК ПРИ $\alpha$ -РАСПАДЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ИЗ ЦЕПОЧЕК РАСПАДА ТЕННЕССИНА $^{294}_{117}\text{Ts}$ И ПОЛОНИЯ $^{210}_{84}\text{Po}$

© 2019 г. В. К. Никулин<sup>1)</sup>, М. Б. Тржасковская<sup>2)\*</sup>

Поступила в редакцию 31.05.2018 г.; после доработки 31.05.2018 г.; принята к публикации 31.05.2018 г.

Выполнены вычисления и анализ вероятности ионизации  $L$ -оболочек дочерних атомов, сопровождающей  $\alpha$ -распад ядер сверхтяжелых элементов  $^{294}_{117}\text{Ts}$ ,  $^{286}_{113}\text{Nh}$ ,  $^{278}_{109}\text{Mt}$ ,  $^{270}_{105}\text{Db}$ , которые входят в распадную цепочку теннессина, открытого в ОИЯИ (Дубна), и изотопа  $^{210}_{84}\text{Po}$ . В основе расчетов лежит квантово-механическая модель с учетом туннелирования  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер атома. Использовались релятивистские электронные волновые функции, полученные методом Дирака–Фока. Вычисленные значения вероятности ионизации  $L$ -оболочек для изотопа  $^{210}_{84}\text{Po}$  лучше согласуются с экспериментом, чем предыдущие расчеты. В отличие от ионизации  $K$ -оболочки, где основной вклад в вероятность вносят монополярные переходы, для  $L$ -оболочек существенный вклад дают дипольные и квадрупольные переходы. Полученные данные важны для обработки спектров сверхтяжелых элементов, исследуемых методами объединенной  $\alpha$ -,  $\gamma$ - и электронно-конверсионной спектроскопии.

DOI: 10.1134/S0044002719010094

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхтяжелый элемент теннессин Ts с зарядом ядра  $Z = 117$  (первоначальное название — “ununseptium”) был впервые получен в ОИЯИ (Дубна) в 2009 г. [1]. Позднее были идентифицированы две цепочки распадов изотопов теннессина  $^{294}_{117}\text{Ts}$  и  $^{293}_{117}\text{Ts}$ , а также продуктов их деления, включающих  $\alpha$ -распад и спонтанное деление. Одной из этих цепочек является  $\alpha$ -распадная ветвь, приводящая к долгоживущему изотопу  $^{270}_{105}\text{Db}$ , который сам является  $\alpha$ -излучателем и заселяет новый изотоп  $^{266}_{103}\text{Lr}$  [2]. История синтеза и изучения свойств теннессина приведена в обзоре [3].

Целью работы является теоретическое изучение вероятности ионизации  $L_I$  ( $2s_{1/2}$ )-,  $L_{II}$  ( $2p_{1/2}$ )- и  $L_{III}$  ( $2p_{3/2}$ )-оболочек дочерних атомов, участвующих в цепочке  $\alpha$ -распадов:  $^{294}_{117}\text{Ts}$ ,  $^{286}_{113}\text{Nh}$ ,  $^{278}_{109}\text{Mt}$ ,  $^{270}_{105}\text{Db}$ . Для сравнения с имеющимися в литературе теоретическими и экспериментальными значениями мы вычислили также вероятность ионизации  $L_I$ -,  $L_{II}$ -,  $L_{III}$ -оболочек изотопа  $^{210}_{84}\text{Po}$ . В некоторых случаях вероятность изучаемой здесь ионизации  $L$ -оболочек сравнивается с ионизацией  $K$ -оболочки,

которая для указанных элементов рассматривалась в нашей работе [4].

Изучение вероятности ионизации внутренних атомных оболочек, сопровождающей  $\alpha$ -распад, имеет давнюю историю. Ионизация  $K$ - и  $L$ -оболочек при  $\alpha$ -распаде была предсказана в 1941 году Мигдалом [5]. В 1950-х годах этот процесс был подтвержден экспериментально для  $\alpha$ -распада ядра  $^{210}_{84}\text{Po}$ , причем было получено хорошее соответствие с теоретическими значениями [5]. Однако позднее более точные расчеты показали, что это согласие случайное, возникшее в результате того, что расчет [5] был выполнен в дипольном приближении без учета более существенных монополярных переходов. Детали этих исследований приведены в работах [6, 7]. Впервые полное квантово-механическое рассмотрение ионизации  $K$ -оболочки при  $\alpha$ -распаде с учетом туннелирования  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер атома выполнено в работе [8].

В работах [4, 9] мы вычислили вероятности ионизации  $K$ -оболочки дочерних атомов при  $\alpha$ -распаде ряда изотопов сверхтяжелых элементов, а также при распаде изотопов  $^{210}_{84}\text{Po}$  и изотопа  $^{222}_{86}\text{Rn}$ . Расчеты были выполнены на основе квантово-механической модели, предложенной в [8], в приближении внезапности. Учитывался эффект отдачи ядра, а также эффект туннелирования  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер атома, для которого нами получены уточненные формулы [9]. Использо-

<sup>1)</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия.

<sup>2)</sup>НИИ “Курчатовский институт” — Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия.

\*E-mail: trzhask@thd.pnpi.spb.ru

вались электронные волновые функции с учетом экранирования и точного обменного взаимодействия, вычисленные методом Дирака–Фока (ДФ), вместо водородоподобных функций, обычно применяемых в предыдущих работах.

Сравнение показало, что наши значения вероятности ионизации  $K$ -оболочки  $P_K(Q_\alpha)$ , где  $Q_\alpha$  — энергия  $\alpha$ -частицы, полученные в [4, 9] для пяти изотопов полония и изотопа  $^{222}_{86}\text{Rn}$ , лучше согласуются с экспериментом, чем расчеты [8]. Показано, что вклад монополюсных переходов (монополюсный вклад) в величину вероятности  $P_K(Q_\alpha)$  может быть в несколько раз больше, чем вклад дипольных переходов (дипольный вклад). В частности, монополюсный вклад превышает дипольный в 4.5 раза для  $^{210}_{84}\text{Po}$ ,  $Q_\alpha = 5305$  кэВ и в 13 раз для  $^{294}_{117}\text{Ts}$ ,  $Q_\alpha = 10\,810$  кэВ. В отличие от утверждения работы [8] получено, что учет туннелирования оказывается чрезвычайно существенным при расчете вероятности ионизации  $K$ -оболочки.

Для более внешних  $L_{I-III}$ -оболочек было предсказано [10], что вероятность ионизации  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  при  $\alpha$ -распаде тяжелых ядер существенно увеличивается по сравнению с  $P_K(Q_\alpha)$ . Это подтвердил эксперимент [11], выполненный для  $^{210}_{84}\text{Po}$  при энергии  $Q_\alpha = 5403$  кэВ. Позднее появился расчет вероятности  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  [12], выполненный с волновыми функциями с приближенным учетом экранирования, и расчет [13] с учетом экранирования.

В работе с использованием приближений и методов, подробно описанных в [4, 9], выполнены расчеты вероятности ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек  $^{210}_{84}\text{Po}$  при энергии  $Q_\alpha = 5403$  кэВ для сравнения с имеющимися теоретическими и экспериментальными значениями. Впервые выполнены расчеты вероятности ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек при распаде сверхтяжелых ядер, участвующих в цепочке  $\alpha$ -распадов  $^{294}_{117}\text{Ts}$ ,  $^{296}_{113}\text{Nh}$ ,  $^{278}_{109}\text{Mt}$  и  $^{270}_{105}\text{Db}$ . В вычислениях использовались компьютерные программы, входящие в наш комплекс RAINE [14].

Расчеты показали, что ионизация  $L_{I-III}$ -оболочек существенно отличается от случая  $K$ -оболочки. Во-первых, вероятность ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек приблизительно на два порядка величины больше, чем вероятность ионизации  $K$ -оболочки. Во-вторых, для  $L_{I-III}$ -оболочек учет туннелирования вносит очень небольшой вклад в вероятность. Этот вклад не превышает 2% для  $L_{I-III}$ -оболочек, в то время как вероятность ионизации  $K$ -оболочки изменяется за счет туннелирования на 60–70%. В-третьих, если для  $K$ - и  $L_I$ -оболочек подавляющий вклад в вероятность ионизации вносят монополюсные переходы  $L = 0$ , то для  $L_{II}$ - и  $L_{III}$ -оболочек дают вклады дипольные и квадрупольные переходы  $L = 1, 2$ . Несколько

процентов вносят даже октупольные переходы  $L = 3$ .

В разд. 2 кратко описаны методы расчета и приведены основные формулы. В разд. 3 обсуждаются результаты, полученные нами для распада изотопа полония  $^{210}_{84}\text{Po}$  и сверхтяжелых элементов. Результаты для полония сравниваются с экспериментом [11] и с расчетами [12, 13]. Здесь же приводятся вычисленные впервые значения вероятностей ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек дочерних атомов при распаде сверхтяжелых ядер, участвующих в цепочке  $\alpha$ -распадов теннессина.

## 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА И ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Согласно [8] полная амплитуда ионизации оболочки при  $\alpha$ -распаде представляется в виде суммы стандартной полуклассической амплитуды процесса ионизации и квантовой амплитуды туннелирования  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер атома. Вылетающая  $\alpha$ -частица представлена расходящейся волной, которая сшивается с волновой функцией внутри ядра на расстоянии, равном радиусу ядра  $R_{\text{nucl}}$ . Квантово-полуклассическая амплитуда вычислялась в приближении внезапности, при этом использовалась классическая траектория движения  $\alpha$ -частицы от кулоновского барьера до бесконечности.

В этой модели дифференциальная вероятность ионизации  $i$ -й оболочки дочернего атома при  $\alpha$ -распаде ядра с зарядом  $Z$  в приближении объединенного атома [8] записывается в виде

$$\frac{dP_i(E_f)}{dE_f} = (Z_1\alpha)^2(2j_i + 1)(2l_i + 1) \times \quad (1)$$

$$\times \sum_L \sum_{\kappa_f} \frac{(2j_f + 1)(2l_f + 1)}{(2L + 1)^2} \times$$

$$\times (C_{l_i 0 l_f 0}^{L 0})^2 W^2[l_i j_i l_f j_f; 1/2L] \left| \tilde{H}_{if}^{(L)} \right|^2.$$

Здесь  $Z_1$  — заряд  $\alpha$ -частицы,  $l$  и  $j$  — орбитальный и полный моменты электрона, участвующего в ионизации,  $L$  — мультипольность перехода,  $\alpha = e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры,  $\kappa = (l - j)(2j + 1)$  — релятивистское квантовое число,  $C_{l_i 0 l_f 0}^{L 0}$  — коэффициент Клебша–Гордана,  $W[l_i j_i l_f j_f; 1/2L]$  — коэффициент Рака. Индексы  $i$  и  $f$  относятся соответственно к начальному (связанному) состоянию и конечному (свободному) состоянию,  $E_f$  — энергия вылетающего электрона.

Матричный элемент  $\tilde{H}_{if}^{(L)} = H_{if}^{(L)}/Z_1$ . Формулы записаны в релятивистской системе единиц,  $\hbar = m_0 = c = 1$ .

Полная вероятность  $P_i(Q_\alpha)$  ионизации  $i$ -й оболочки атома при энергии  $\alpha$ -частицы  $Q_\alpha$  получается в результате интегрирования дифференциальной вероятности  $dP_i(E_f)/dE_f$  по энергиям конечного состояния электрона  $E_f$ . Матричный элемент  $H_{if}^{(L)}$  без учета туннелирования  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер имеет вид [4, 9]:

$$H_{if}^{(L)} = Z_1 \left[ \frac{1}{\omega} \int_0^\infty \sin(\omega t) \dot{R}(t) \frac{d\Phi_{if}^{(L)}(R)}{dR} dt - \right. \quad (2)$$

$$\left. - \delta_{L,1} \frac{Z_2}{M_2} I_{if}^{(1)} \int_0^\infty \cos(\omega t) \frac{1}{R^2(t)} dt \right] +$$

$$+ iZ_1 \left\{ \frac{1}{\omega} \int_0^\infty \cos(\omega t) \dot{R}(t) \frac{d\Phi_{if}^{(L)}(R)}{dR} dt + \right.$$

$$+ \delta_{L,1} \frac{Z_2}{M_2} I_{if}^{(1)} \int_0^\infty \sin(\omega t) \frac{1}{R^2(t)} dt +$$

$$\left. + \frac{1}{\omega} [\Phi_{if}^{(L)}(R_0) - \delta_{L,0} I_{if}^{(-1)}] \right\}.$$

Здесь  $\omega = E_f + \varepsilon_i$  — энергия электронного перехода и  $\varepsilon_i$  — собственное значение энергии ионизируемой оболочки. Функция  $\dot{R}(t)$  следующим образом связана с траекторией по времени  $R(t)$  движения  $\alpha$ -частицы от кулоновского барьера атома с радиусом  $R_0$  до бесконечности:

$$\dot{R}(t) = v \left[ 1 - \frac{R_0}{R(t)} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

причем в начальный момент времени  $t = 0$

$$R(0) = R_0; \quad \dot{R}(0) = 0. \quad (4)$$

Здесь  $R_0 = Z_1 Z_2 \alpha / (Q_\alpha - \omega)$  и  $Z_2 = Z - Z_1$ . Конечная скорость  $\alpha$ -частицы  $v$  в формуле (3) определяется следующим образом:

$$v = \left[ 2(Q_\alpha - \omega) / \mu \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\mu$  — приведенная масса для массы  $\alpha$ -частицы  $M_1$  и массы дочернего ядра  $M_2$ .

Релятивистский формфактор  $\Phi_{if}^{(L)}(R)$  в выражении (2) записывается:

$$\Phi_{if}^{(L)}(R) = \quad (6)$$

$$= \frac{1}{R^{L+1}} \int_0^R r^L [G_i(r)G_f(r) + F_i(r)F_f(r)] dr +$$

$$+ R^L \int_R^\infty \frac{1}{r^{L+1}} [G_i(r)G_f(r) + F_i(r)F_f(r)] dr.$$

Интегралы  $I_{if}^{(1)}$  и  $I_{if}^{(-1)}$  имеют следующий вид:

$$I_{if}^{(1)} = \int_0^\infty r [G_i(r)G_f(r) + F_i(r)F_f(r)] dr, \quad (7)$$

$$I_{if}^{(-1)} = \int_0^\infty \frac{1}{r} [G_i(r)G_f(r) + F_i(r)F_f(r)] dr. \quad (8)$$

Функции  $G(r) = rg(r)$  и  $F(r) = rf(r)$  представляют собой большую и малую компоненты релятивистской электронной волновой функции Дирака. Производная формфактора может быть представлена следующим образом:

$$\frac{d\Phi_{if}^{(L)}(R)}{dR} = \quad (9)$$

$$= \frac{1}{R} \left\{ L\Phi_{if}^{(L)}(R) - (2L+1)R^{-(L+1)} \times \right.$$

$$\left. \times \int_0^R r^L [G_i(r)G_f(r) + F_i(r)F_f(r)] dr \right\}.$$

В расчетах используются электронные волновые функции начального и конечного состояний, вычисленные методом ДФ с точным учетом обменного взаимодействия как между связанными электронами, так и между связанными и свободными электронами [14]. Волновая функция начального состояния вычислялась в самосогласованном методе ДФ поле нейтрального атома, а волновая функция конечного состояния — в ДФ-поле иона с вакансией в  $i$ -оболочке. При вычислении волновых функций учитывались конечные размеры ядра в предположении, что заряд равномерно распределен по сфере с радиусом  $R_{\text{nucl}}$ . В выражении (1) сумма по мультипольностям  $L$  вычислялась с учетом всех членов, вносящих значимый вклад.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

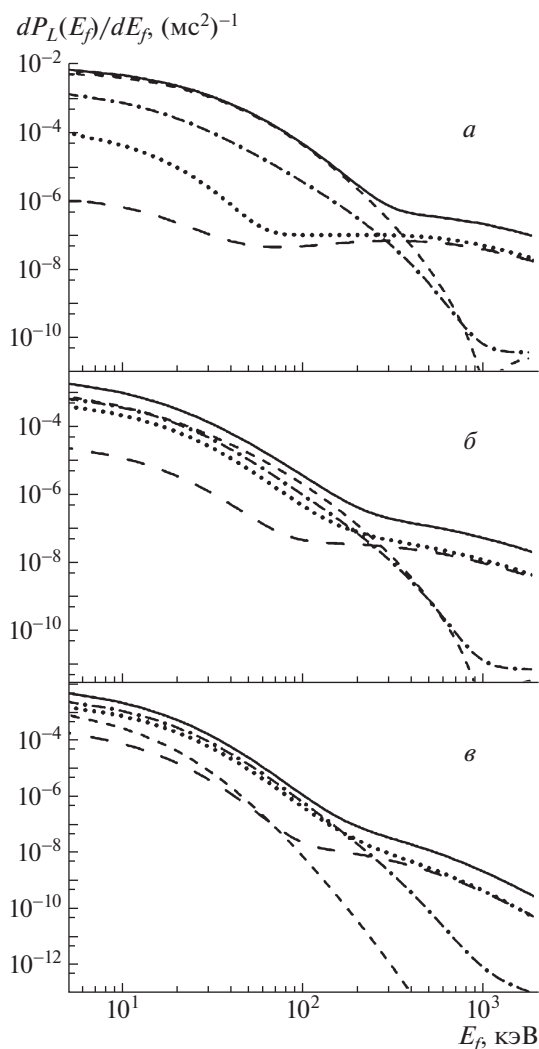
#### 3.1. Вклад переходов различных мультипольностей

Как показано в [4, 9], основной вклад в вероятность ионизации  $K$ -оболочки вносят монополярные переходы. Рассмотрим, какие мультипольности важны при вычислении ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек. На рис. 1 приведены вклады в дифференциальную

вероятность ионизации  $dP_{L_{I-III}}(E_f)/dE_f$  при  $\alpha$ -распаде изотопа дубния  ${}^{270}_{105}\text{Db}$  с энергией  $Q_\alpha = 8800$  кэВ, соответствующие переходам мультипольности  $L = 0$  (штриховые кривые),  $L = 1$  (штрихпунктирные),  $L = 2$  (точечные) и  $L = 3$  (штриховые с длинными штрихами). Сплошные кривые представляют собой сумму этих вкладов. Рисунок 1а демонстрирует, что при низких энергиях  $E_f$  для  $L_{I-}$ оболочки основной вклад дают монополярные переходы, дипольные вносят значительно меньший вклад, а квадрупольные — малы. Для  $L_{II-}$ оболочки (рис. 1б) монополярный и дипольный вклады приблизительно одинаковы, а квадрупольный — несколько меньше. Для  $L_{III-}$ оболочки (рис. 1в) дипольный и квадрупольный вклады приблизительно одинаковы, а монополярный — меньше и уменьшается с увеличением энергии  $E_f$ , оказываясь при  $E_f \geq 80$  кэВ даже меньше октупольного вклада.

Видно, что при увеличении энергии свободного электрона ( $E_f \geq 300$  кэВ) вклады высоких мультипольностей  $L = 2, 3$  падают медленнее, чем вклады  $L = 0, 1$ , однако величина этих вкладов, как и сама сумма, в этой области сильно уменьшается по сравнению с областью низких энергий  $E_f$  и при интегрировании вносит небольшой вклад в полную вероятность ионизации. Рисунок 1 показывает также, что для разных  $L$ -подоболочек вклады, соответствующие одинаковым мультипольностям, различаются по величине и поведению. Это приводит к тому, что в полной вероятности ионизации  $L_{I-}$ ,  $L_{II-}$  и  $L_{III-}$ оболочек доминируют вклады различных мультипольностей.

Относительные вклады разных мультипольностей в полную вероятность ионизации  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  представлены в табл. 1 для  $L_{I-III}$ -оболочек при  $\alpha$ -распаде  ${}^{210}_{84}\text{Po}$  с энергией  $Q_\alpha = 5403$  кэВ,  ${}^{270}_{105}\text{Db}$  с энергией  $Q_\alpha = 8800$  кэВ и  ${}^{294}_{117}\text{Ts}$  с энергией  $Q_\alpha = 10810$  кэВ. Для сравнения даны также вклады для  $K$ -оболочки. Данные показывают, что величина вероятности ионизации  $L_{I-}$ оболочки, как и  $K$ -оболочки, формируется в основном за счет монополярных переходов. Значительно меньший, но весьма заметный вклад вносят дипольные переходы. Как отмечалось в [4, 9], вклад квадрупольных переходов в вероятность ионизации  $K$ -оболочки незначителен. Как видно из таблицы, квадрупольный вклад для  $L_{I-}$ оболочки тоже небольшой —  $\sim 3\%$  для полония и  $\sim 1\%$  для дубния и теннессина. Сравнение данных для разных элементов показывает, что с увеличением заряда ядра относительный вклад монополярного члена в вероятность ионизации  $K$ - и  $L_{I-}$ оболочек увеличивается, а вклад дипольного члена уменьшается. Здесь



**Рис. 1.** Вклады переходов различных мультипольностей в дифференциальную вероятность  $dP_{L_{I-III}}(E_f)/dE_f$  ионизации  $L_{I-}$  (а),  $L_{II-}$  (б) и (в)  $L_{III-}$ оболочек при  $\alpha$ -распаде изотопа  ${}^{270}_{105}\text{Db}$  с энергией  $Q_\alpha = 8800$  кэВ. Кривые: штриховая — монополярный вклад ( $L = 0$ ), штрихпунктирная — дипольный вклад ( $L = 1$ ); точечная — квадрупольный вклад ( $L = 2$ ); штриховая с длинными штрихами — октупольный вклад ( $L = 3$ ); сплошная — сумма всех этих вкладов.

уместно вспомнить, что в [5] при расчете ионизации этих оболочек учитывался только дипольный вклад.

Для  $L_{II-}$ оболочки ситуация меняется. Для  $\alpha$ -распада  ${}^{210}_{84}\text{Po}$  основной вклад в полную вероятность ионизации (46%) вносят дипольные переходы, и существенные вклады дают монополярные и квадрупольные переходы — 22% и 30% соответственно. Небольшой вклад вносят даже октупольные переходы. Однако с увеличением  $Z$  это соотношение изменяется в сторону увеличения монополярного вклада. Расчеты показали, что вклад

**Таблица 1.** Относительные вклады (в %) переходов разных мультипольностей в полную вероятность ионизации  $K$ - и  $L_{I-III}$ -оболочек при  $\alpha$ -распаде изотопов  $^{210}_{84}\text{Po}$  с энергией  $\alpha$ -частицы  $Q_\alpha = 5403$  кэВ,  $^{270}_{105}\text{Db}$  с энергией  $Q_\alpha = 8800$  кэВ и  $^{294}_{117}\text{Ts}$  с энергией  $Q_\alpha = 10\,810$  кэВ

Обо- лочка	$^{210}_{84}\text{Po}$				$^{270}_{105}\text{Db}$				$^{294}_{117}\text{Ts}$			
	$L = 0$	$L = 1$	$L = 2$	$L = 3$	$L = 0$	$L = 1$	$L = 2$	$L = 3$	$L = 0$	$L = 1$	$L = 2$	$L = 3$
$K$	81.8	17.9	0.3	0.0	88.7	11.2	0.1	0.0	93.0	7.0	0.0	0.0
$L_I$	69.8	27.6	2.6	0.0	85.4	13.7	0.8	0.1	90.7	8.5	0.5	0.3
$L_{II}$	21.5	46.3	29.8	2.4	40.8	37.5	20.6	1.1	67.4	21.0	10.7	0.9
$L_{III}$	16.2	48.3	31.4	4.0	14.1	50.8	31.8	3.3	15.6	49.9	30.8	3.6

монопольных переходов составляет 41% для Db, 49% для Mt, 58% для Nh и 67% для Ts.

Для  $L_{III}$ -оболочки всех рассматриваемых элементов основной вклад вносят дипольные ( $\sim 50\%$ ) и квадрупольные ( $\sim 30\%$ ) переходы. Монопольные переходы вносят меньший, но заметный вклад  $\sim 15\%$ . Несколько процентов, обычно  $\leq 4\%$  во всех рассматриваемых случаях дает октупольный член.

### 3.2. Влияние эффекта туннелирования на вероятность ионизации

Другое отличие ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек от ионизации  $K$ -оболочки состоит в том, что эффект туннелирования  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер практически не вносит вклад в вероятность  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$ . Для оценки вклада туннелирования мы вычисляли вероятность ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек при  $\alpha$ -распаде с учетом и без учета этого эффекта. Результаты этих расчетов для ядер полония  $^{210}_{84}\text{Po}$  и ниохия  $^{286}_{113}\text{Nh}$  представлены в табл. 2, где для сравнения приведены также вычисления для  $K$ -оболочки.

Данные табл. 2 демонстрируют, что, как отмечалось в [4, 9], учет туннелирования уменьшает вероятность ионизации  $K$ -оболочки на 58% для  $Z = 84$  и на 80% для  $Z = 113$ . Однако эффект туннелирования очень мало влияет на вероятность ионизации всех  $L_{I-III}$ -оболочек. Максимальное изменение вероятности составляет 1.7% для  $L_I$ -оболочки при  $\alpha$ -распаде ядра  $^{286}_{113}\text{Nh}$ . Из табл. 2 видно также, что вероятность ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек на два порядка превышает вероятность ионизации  $K$ -оболочки.

### 3.3. Сравнение вероятности ионизации $L_{I-III}$ -оболочек с другими расчетами и экспериментом

В табл. 3 мы сравниваем вероятности ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек, сопровождающей  $\alpha$ -распад  $^{210}_{84}\text{Po}$ ,

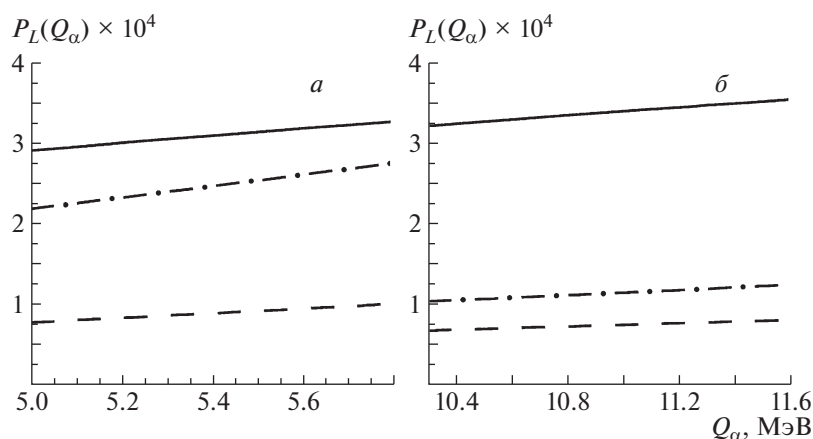
полученные в наших расчетах, с предыдущими вычислениями [12, 13] и с экспериментальными значениями [11]. Сравнение показывает, что наши значения вероятности  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$ ,  $Q_\alpha = 5403$  кэВ отличаются от величин, полученных в работе [13], и еще больше отличаются от значений [12]. Однако во всех трех расчетах  $L_I$ -оболочка имеет наибольшую вероятность ионизации, для  $L_{II}$ -оболочки эта

**Таблица 2.** Вероятности  $P_i(Q_\alpha) \times 10^4$  ионизации  $K$ - и  $L_{I-III}$ -оболочек, сопровождающей  $\alpha$ -распад изотопов  $^{210}_{84}\text{Po}$  при энергии  $Q_\alpha = 5403$  кэВ и  $^{286}_{113}\text{Nh}$  при энергии  $Q_\alpha = 9300$  кэВ, вычисленные с учетом туннелирования (TUN) и без учета туннелирования (NoTUN)  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер

Оболочка	$^{210}_{84}\text{Po}$		$^{286}_{113}\text{Nh}$	
	TUN	NoTUN	TUN	NoTUN
$K$	0.0318	0.0504	0.0539	0.0970
$L_I$	3.08	3.10	2.90	2.95
$L_{II}$	0.875	0.879	5.47	5.47
$L_{III}$	2.45	2.46	1.05	1.05

**Таблица 3.** Сравнение вероятностей ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha) \times 10^4$ , сопровождающей  $\alpha$ -распад ядра  $^{210}_{84}\text{Po}$  при энергии  $Q_\alpha = 5403$  кэВ, с расчетами [12, 13] и экспериментальными значениями [11]

Обо- лочка	Расчет [12]	Расчет [13]	Наш расчет	Экспери- мент [11]
$L_I$	1.73	2.43	3.08	3.05
$L_{II}$	0.25	1.14	0.878	2.83
$L_{III}$	0.76	1.90	2.46	3.20



**Рис. 2.** Зависимость полной вероятности  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  ионизации  $L_I$ - (сплошная кривая),  $L_{II}$ - (штриховая) и  $L_{III}$ - (штрихпунктирная) оболочек от энергии  $\alpha$ -частицы  $Q_\alpha$  для  $\alpha$ -распада изотопов полония  $^{210}_{84}\text{Po}$  (а) и теннессина  $^{294}_{117}\text{Ts}$  (б).

вероятность сильно падает, а для  $L_{III}$ -оболочки снова возрастает примерно в 3 раза в данном расчете и в [12], но только в 1.7 раза в расчете [13]. Наши результаты очень хорошо совпадают с экспериментом [11] для  $L_I$ -оболочки и меньше отличаются от экспериментальных значений, чем вероятности ионизации для  $L_{III}$ -оболочки из [12, 13].

### 3.4. Вероятность ионизации $L_{I-III}$ -оболочек при $\alpha$ -распаде сверхтяжелых ядер

Мы вычислили вероятности ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек дочерних атомов при  $\alpha$ -распаде изотопов, входящих в распадную цепочку теннессина, а именно для изотопов  $^{294}_{117}\text{Ts}$ ,  $^{286}_{113}\text{Nh}$ ,  $^{278}_{109}\text{Mt}$  и  $^{270}_{105}\text{Db}$ . Эти данные важны при обработке спектров, получаемых в объединенной  $\alpha$ -,  $\gamma$ - и электронно-конверсионной спектроскопии. Вероятности ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек при  $\alpha$ -распаде сверхтяжелых ядер приведены в табл. 4. Расчеты выполнены описанным выше методом с учетом туннелирования  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер и с электронными волновыми функциями, полученными методом ДФ. В работах [2] и [3] приведены существенно различные значения энергии  $\alpha$ -распада сверхтяжелых ядер с зарядами  $105 \leq Z \leq 117$ , поэтому в табл. 4 представлены расчеты для двух наборов энергий  $Q_\alpha$ .

Как показывают данные табл. 4, вероятность  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  слабо зависит от энергии  $\alpha$ -частицы в отличие от вероятности  $K$ -оболочки. Например, для изотопа дубния  $^{270}_{105}\text{Db}$  отличие в энергии  $Q_\alpha$  на 11% приводит к изменению вероятности  $P_K(Q_\alpha)$  на 41%, тогда как в случае  $L$ -оболочек наибольшее различие в вероятностях составляет 21% для  $L_{II}$ -оболочки. Зависимость вероятности ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек от  $Q_\alpha$  демонстрируется на рис. 2, где приведены значения  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha) \times 10^4$

в широком интервале энергий  $\alpha$ -частицы для ядер  $^{210}_{84}\text{Po}$  и  $^{294}_{117}\text{Ts}$ . Как видно, зависимость  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  во всех случаях представляет собой прямую линию с небольшим и приблизительно одинаковым углом наклона по отношению к оси  $x$ , т.е. вероятность ионизации изменяется с энергией  $Q_\alpha$  плавно и не очень значительно.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычислена вероятность ионизации  $L_I$ -,  $L_{II}$ - и  $L_{III}$ -оболочек дочерних атомов при  $\alpha$ -распаде изотопов сверхтяжелых ядер, которые в настоящее время синтезируются и активно изучаются экспериментально, а также изотопа  $^{210}_{84}\text{Po}$ , для которого имеются полученные ранее теоретические и экспериментальные результаты.

Наши расчеты основаны на квантово-механической модели [8]. Учитывалось туннелирование  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер атома. Использовались релятивистские электронные волновые функции с точным учетом экранирования и обменного взаимодействия как между связанными электронами, так и между связанными и свободными электронами, полученные методом ДФ.

Сравнение с имеющимися теоретическими и экспериментальными значениями вероятности ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек для  $\alpha$ -распада  $^{210}_{84}\text{Po}$  показывает, что полученные в работе значения  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  лучше согласуются с экспериментом [11], чем расчеты [12, 13].

Результаты показали, что вероятность ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек полония и сверхтяжелых элементов превышает вероятность ионизации наиболее внутренней  $K$ -оболочки в несколько десятков раз. В отличие от  $K$ -ионизации учет туннелирования для  $L_{I-III}$ -оболочек оказывается несущественным при вычислении вероятности  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$ .

**Таблица 4.** Вероятность ионизации  $L_{I-III}$ -оболочек  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha) \times 10^4$  при  $\alpha$ -распаде изотопов сверхтяжелых элементов

Изотоп	Оболочка	$Q_\alpha^{(1)}$ , кэВ [2]	$P_L(Q_\alpha^{(1)}) \times 10^4$	$Q_\alpha^{(2)}$ , кэВ [3]	$P_L(Q_\alpha^{(2)}) \times 10^4$
$^{294}_{117}\text{Ts}$	$L_I$	10 810	3.346	11 070	3.411
	$L_{II}$		0.719		0.746
	$L_{III}$		1.109		1.151
$^{286}_{113}\text{Nh}$	$L_I$	9300	2.899	9630	2.988
	$L_{II}$		0.547		0.579
	$L_{III}$		1.046		1.105
$^{278}_{109}\text{Mt}$	$L_I$	9420	2.947	9550	2.979
	$L_{II}$		0.581		0.595
	$L_{III}$		1.298		1.326
$^{270}_{105}\text{Db}$	$L_I$	7890	2.616	8800	2.862
	$L_{II}$		0.477		0.578
	$L_{III}$		1.208		1.438

Подавляющий вклад в вероятность ионизации  $L_{I-III}$ -оболочки, как и в случае ионизации  $K$ -оболочки, вносят монопольные переходы. Для  $L_{II}$ - и  $L_{III}$ -оболочек основными являются дипольный и квадрупольный вклады. Заметным может быть даже октупольный вклад.

Впервые выполнены расчеты вероятностей ионизации  $P_{L_{I-III}}(Q_\alpha)$  при  $\alpha$ -распаде сверхтяжелых ядер, входящих в одну из цепочек теннессина:  $^{294}_{117}\text{Ts}$ ,  $^{286}_{113}\text{Nh}$ ,  $^{278}_{109}\text{Mt}$  и  $^{270}_{105}\text{Db}$ . Сверхтяжелые ядра интенсивно изучаются в настоящее время [1–3], поэтому выполненные расчеты важны для интерпретации спектров, получаемых при синтезе сверхтяжелых элементов в объединенной  $\alpha$ -,  $\gamma$ - и электронно-конверсионной спектроскопии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu. Ts. Oganessian, F. Sh. Abdullin, C. Alexander, *et al.*, Phys. Rev. C **87**, 054621 (2013).
2. J. Khuyagbaatar, A. Yakushev, Ch. E. Düllmann, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112**, 172501 (2014).
3. <https://en.wikipedia.org/wiki/Tennessee>
4. В. К. Никулин, М. Б. Тржасковская, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 1343 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 1207 (2017)].
5. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **11**, 207 (1941).
6. L. Kocbach, in *Proceedings of the Nordic Spring Symposium on Atomic Inner Shell Phenomena*, Ed. by J. M. Hansteen and R. Gundersen (University of Bergen, Norway, 1978), Vol. 2, p. 65.
7. M. Lund, J. U. Andersen, E. Lagsgaard, and L. Kocbach, [http://www.phys.au.dk/main/publications/PhD/Martin\\_Lund.pdf](http://www.phys.au.dk/main/publications/PhD/Martin_Lund.pdf)
8. R. Anholt and P. A. Amundsen, Phys. Rev. A **25**, 169 (1982).
9. M. B. Trzhaskovskaya and V. K. Nikulin, Phys. Rev. C **93**, 034312 (2016).
10. J. S. Levinger, Phys. Rev. **90**, 11 (1953).
11. H. J. Fischbeck and M. S. Freedman, Phys. Rev. Lett. **34**, 173 (1975).
12. J. Law, Nucl. Phys. A **286**, 339 (1977).
13. S. R. McConnell, A. N. Artemyev, and A. Surzhykov, J. Phys. B **44**, 145204 (2011).
14. I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, C. W. Nestor, Jr., P. O. Tikkanen, and S. Raman, At. Data Nucl. Data Tables **81**, 1 (2002).

**$L$ -SHELL IONIZATION DURING  $\alpha$  DECAY OF SUPERHEAVY NUCLEI  
FROM A DECAY CHAIN OF TENNESSINE  ${}_{117}^{294}\text{Ts}$   
AND FROM POLONIUM  ${}_{84}^{210}\text{Po}$**

V. K. Nikulin<sup>1)</sup>, M. B. Trzhaskovskaya<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*Ioffe Physical Technical Institute, St. Petersburg, Russia*

<sup>2)</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute" — Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia*

Presented here are calculations and analysis of the  $L$ -shell ionization following  $\alpha$  decay in superheavy nuclei  ${}_{117}^{294}\text{Ts}$ ,  ${}_{113}^{286}\text{Nh}$ ,  ${}_{109}^{278}\text{Mt}$  and  ${}_{105}^{270}\text{Db}$  from the chain of tennessine synthesized in JINR (Dubna) and in the polonium isotope  ${}_{84}^{210}\text{Po}$ . The theoretical model used in the calculations is based on the quantum mechanical treatment. The contribution due to the  $\alpha$  particle tunneling through the Coulomb atomic barrier is included. Relativistic electron wave functions are calculated in the framework of the Dirac–Fock method. It is shown that present results for the isotope  ${}_{84}^{210}\text{Po}$  correlate better with experimental values than previous calculations. The dipole and quadrupole contributions are found to be essential for the  $L$ -shell ionization probability as distinct from the  $K$  ionization where the monopole term makes a main contribution into the probability. Present calculations and conclusions are of importance for using in interpretation of the superheavy element spectra obtained by methods of the combined  $\alpha$ -,  $\gamma$ -, and electron-conversion spectroscopy.