

ПОДПОРОГОВАЯ КОНВЕРСИЯ В  $^{125}\text{Te}^{45+}$ 

Ф. Ф. Карпешин

*Институт физики Санкт-Петербургского университета  
198904, Санкт-Петербург, Россия*

И. М. Банд, М. Б. Тржасковская\*

*Петербургский институт ядерной физики Российской академии наук  
188350, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 мая 1999 г.

Рассматривается процесс резонансной подпороговой внутренней конверсии  $\gamma$ -квантов, когда конвертируемый электрон переходит на одну из атомных орбиталей. Впервые изучается влияние на этот процесс остаточных взаимодействий — расщепления атомных термов в зависимости от полного момента атома, эффекта смешивания конфигураций, магнитного взаимодействия между электронами атома. Расчеты выполнены в рамках релятивистского многоконфигурационного метода Дирака—Фока с учетом брейтовского взаимодействия для  $M1$ -перехода с энергией 35492 эВ в высокозарядных ионах  $^{125}\text{Te}$ . Показано, что учет остаточных взаимодействий необходим для корректного вычисления скорости конверсии в окрестности резонанса.

PACS: 23.20.NX

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Использование современных ускорителей ионов высокой кратности дает возможность наблюдать такие процессы, которые, в принципе, возможны и теоретически были рассмотрены, но практически не встречаются или очень редки в нейтральных атомах. К таким экзотическим процессам относится подпороговая (или дискретная, или резонансная) внутренняя конверсия  $\gamma$ -квантов, когда электрон виртуально переходит на один из дискретных уровней атома. Такой процесс был рассмотрен в работах [1, 2]. Учитывая остро резонансный характер дискретной конверсии, в работе [2] было предложено использовать резонансную конверсию для ускорения ядерных переходов путем компенсации дефекта резонанса внешним полем лазерного излучения соответствующей частоты.

Иной эксперимент по изучению  $M1$ -перехода с энергией  $(35491.9 \pm 0.5)$  эВ в высокозарядных ионах  $^{125}\text{Te}$  проводился в университете Бордо [3, 4]. В нейтральном атоме этот переход происходит, главным образом, за счет конверсии на  $K$  оболочке, соответствующий коэффициент внутренней конверсии  $\alpha_K^{M1} = 11.6$ . По мере ионизации оболочки энергия связи электронов возрастает, и при кратности ионизации  $q = 45$  обычная

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

конверсия на  $K$  оболочке становится невозможной. Ожидавшееся уменьшение времени жизни, однако, не было подтверждено опытом. Время жизни осталось неизменным и для  $q = 46$ , и только при дальнейшей ионизации наблюдалось плавное его увеличение. Этот эксперимент стимулировал проведение теоретического исследования [4] процесса подпороговой резонансной конверсии, возникающей при  $q \geq 45$ . Фейнмановский график процесса дан на рис. 1. В этом процессе электрон совершает виртуальный переход в одно из состояний дискретного спектра, которое распадается путем радиационного электронного (или дырочного) перехода.

В данной работе мы качественно уточняем расчет [4] путем учета остаточных взаимодействий. В частности, учтено расщепление атомных термов в зависимости от полного момента атома, принято во внимание магнитное взаимодействие Брейта между атомными электронами, а также учтено смешивание конфигураций. Как и следовало ожидать, учет этих эффектов весьма существенно влияет на вероятность резонансной конверсии.

## 2. УЧЕТ МАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И РАСЩЕПЛЕНИЯ ТЕРМОВ ПО ПОЛНЫМ МОМЕНТАМ АТОМА

Вероятность резонансной конверсии очень резко зависит от энергии промежуточного электронного состояния (рис. 1). Поэтому весьма существенным для корректного расчета является учет расщепления атомных уровней по полному моменту, а также учет магнитного взаимодействия Брейта наряду с кулоновским. Влияние брейтовского взаимодействия на энергии переходов  $1s \rightarrow ns$  в ионе  $^{125}\text{Te}^{45+}$  проиллюстрировано в табл. 1. В первой колонке приведены значения энергий переходов  $1s \rightarrow ns$ ,  $n = 9-18$ , вычисленные методом Дирака—Фока для среднего уровня ( $DF_{av}$ ) без учета взаимодействия Брейта и без учета полного момента атома. Такое приближение соответствует модели, используемой в работе [4]. Учет полного углового момента атома  $J$  может быть выполнен в рамках зависящего от терма метода Дирака—Фока ( $DF_{td}$ ) или с использованием многоконфигурационного метода Дирака—Фока (MCDF). Такие расчеты снимают вырождение по полному моменту  $J$  атомных термов. В результате возбужденные  $ns$  уровни расщепляются на два дублета, каждый из которых остается практически двукратно вырожденным. Уровни нижнего дублета с моментами  $J = 3/2$  и  $5/2$  отличаются по энергии на  $\sim 0.1$  эВ. Уровни верхнего дублета с моментами  $J = 1/2$  и  $3/2$  разделены еще более узкой щелью  $\sim 0.02$  эВ.

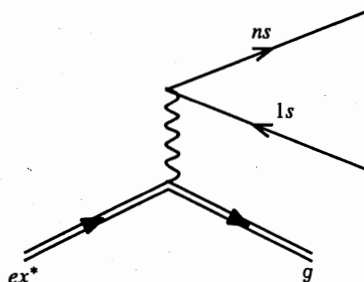


Рис. 1. Фейнмановский график дискретной конверсии. Образуется дырка в  $1s$ -оболочке, соответствующий электрон переходит в  $ns$ -состояние. Двойная линия соответствует ядерному переходу из возбужденного ( $ex^*$ ) в основное ( $g$ ) состояние. Стрелка, соответствующая дырочному состоянию, направлена обратно во времени

Таблица 1

Энергии переходов  $1s \rightarrow ns$ , вычисленные методом  $DF_{av}$  без учета расщепления по полному моменту атома  $J$ , методом  $DF_{td}$  с учетом расщепления ( $E(J_1, J_2)$ ) и методом  $DF_{td}$  с учетом магнитного взаимодействия ( $MI(J_1, J_2)$ ). Энергии приведены в эВ и отсчитаны от 35000 эВ

$ns$	$DF_{av}$	$E(3/2, 5/2)$	$E(1/2, 3/2)$	$MI(3/2, 5/2)$	$MI(1/2, 3/2)$
9s	331	320	349	252	283
10s	402	391	419	323	354
11s	454	443	471	375	406
12s	493	483	511	414	445
13s	524	513	541	445	476
14s	548	537	563	469	500
15s	568	557	585	488	519
16s	584	573	601	504	535
17s	597	586	614	517	548
18s	608	597	625	528	559

Энергии переходов  $1s \rightarrow ns$ , вычисленные различными методами, сравниваются в табл. 1. Кроме энергий, полученных методом  $DF_{av}$ , в третьей и четвертой колонках приведены энергии дублетов, вычисленные методом  $DF_{td}$ . Так как внутри каждого дублета энергии переходов не отличаются с той точностью, с которой приведены данные табл. 1, эти компоненты объединены. Соответствующие значения момента  $J$  указаны в первой строке таблицы. Энергии тех же переходов, полученные при расчете методом  $DF_{td}$  с учетом брейтовского взаимодействия, приведены в пятой и шестой колонках.

Результаты табл. 1 показывают, что учет остаточного взаимодействия радикальным образом меняет схему электронных уровней. Величина расщепления между уровнями почти постоянна и составляет 27–31 эВ. Это расщепление превышает расстояние между средними уровнями, так что уровни из соседних дублетов перекрываются. Магнитное взаимодействие повышает полную энергию  $E_{tot}$  основного состояния  $^{125}\text{Te}^{45+}$  (электронная конфигурация  $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^2 2p_{3/2}$ ) на 90.7 эВ. Для высоких возбужденных состояний с электронной конфигурацией  $1s 2s^2 2p_{3/2}^2 ns$  энергия  $E_{tot}$  повышается на  $\sim 22$  эВ. Таким образом, все энергии переходов для  $ns$  состояний с большими  $n$  уменьшаются на  $\sim 70$  эВ, что существенно превышает сами расстояния между уровнями.

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОНФИГУРАЦИЙ

Из сказанного выше в разд. 1, 2 нетрудно предвидеть, что вероятность дискретной конверсии коренным образом зависит от плотности уровней. Последняя, вообще говоря, значительно возрастает при учете смешивания конфигураций. Как уже отмечалось, в рассматриваемом случае учет взаимодействия конфигураций приводит к расщеплению каждого  $ns$ -состояния на два уровня в конечных конфигурациях ( $1s 2s^2 2p_{1/2}^2 2p_{3/2} ns$ ), при этом каждый из них остается почти двукратно вырожденным. В данной работе конфигурационное взаимодействие учитывается нами в рамках метода MCDF.

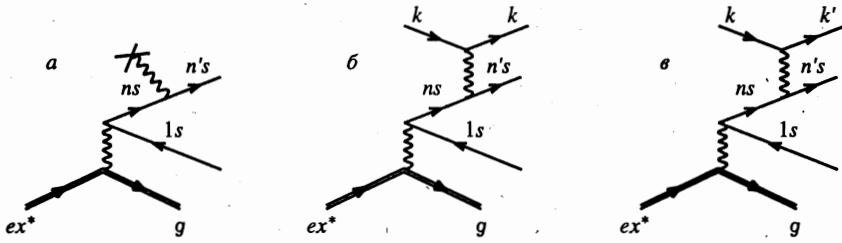


Рис. 2. Три типа взаимодействия конфигураций: *a* — смешивание за счет одночастичного оператора кинетической энергии и кулоновского взаимодействия с ядром; *б* — смешивание за счет взаимодействия с кором; *в* — взаимодействие с возбуждением кора

На основе нашего комплекса программ RAINE [5], предназначенного для релятивистских вычислений атомных структур и процессов взаимодействия электромагнитного излучения и ядра с атомными электронами, была разработана программа, реализующая метод MCDF. Мы использовали основные концепции теории работы [6], но в наших расчетах методом MCDF в качестве базисных функций использовались слейттеровские детерминанты, соответствующие состояниям с определенной проекцией  $M$  полного углового момента  $J$ . Методом диагонализации гамильтониана определяются энергетические уровни атома, каждому из которых соответствует собственная функция оператора полного углового момента, т. е. каждому уровню соответствует определенный угловой момент  $J$ .

Конфигурационное взаимодействие может быть подразделено на три типа [6]. На рис. 2*a* приведен фейнмановский график амплитуды смешивания, возникающего за счет одночастичного оператора кинетической энергии и кулоновского взаимодействия с ядром. На рис. 2*б* представлено двухчастичное взаимодействие электрона с полем, создаваемым другими электронами, состояния которых не меняются, и их можно рассматривать как остов. Это взаимодействие приводит также к смешиванию конечных  $ns$ -состояний по главному квантовому числу  $n$ . Состояние остова при учете данного типа взаимодействия не меняется. Рисунок 2*в* иллюстрирует двухчастичное взаимодействие с более сложными многочастичными конфигурациями типа возбуждения остова.

Типичные матричные элементы взаимодействия типа рис. 2*a* или 2*б* для  $\text{Te}^{45+}$  приведены в табл. 2. Первые четыре строки таблицы иллюстрируют фрагментацию  $8s$  состояний по оболочкам  $6s$ ,  $7s$  и  $9s$ , возникающую вследствие взаимодействия с остальными электронами  $K$ - и  $L$ -оболочек. Полученные результаты показывают, что матричные элементы взаимодействия оказываются почти одинаковыми для всех электронов  $L$ -оболочки и несколько больше для  $K$ -оболочки. Каждый матричный элемент составляет величину порядка 10 эВ. Они складываются когерентно, давая, например, для суммы  $\sum_k \langle k 9s | H' | 8s k \rangle = 39.881$  эВ. Эта величина, однако, почти полностью компенсируется вкладом взаимодействия типа рис. 2*a*, приблизительно равного по величине, но противоположного по знаку, как можно видеть в строках 6 и 7 табл. 2. Данная компенсация имеет простой физический смысл. Электрон в высоковозбужденном состоянии  $9s$  «чувствует», в основном, почти кулоновский потенциал с зарядом  $Z - q + 1$ , который весьма слабо зависит от вида конкретной конфигурации остова. Поэтому учет данного вида взаимодействий приводит к очень слабому смешиванию конфигураций с амплитудой, не превышающей  $\sim 1\%$ .

Таблица 2

Матричные элементы двухчастичного взаимодействия конфигураций  $\langle k ns | H' | 8s k \rangle$  (рис. 2б), строки 1–4;  $M_{tot}$  — суммарный матричный элемент двухчастичного взаимодействия;  $M_1$  — одночастичный матричный элемент  $\langle ns | H_{one} | 8s \rangle$  (рис. 2а);  $M_{res}$  — результирующий матричный элемент. Все значения матричных элементов приведены в эВ

$k \setminus n$	6	7	9
$1s_{1/2}$	8.518	9.403	7.355
$2s_{1/2}$	13.405	15.947	12.770
$2p_{1/2}$	14.186	16.559	13.183
$2p_{3/2}$	7.058	8.252	6.573
$M_{tot}$	43.167	50.161	39.881
$M_1$	-42.887	-49.944	-39.702
$M_{res}$	0.280	0.217	0.179

Однако расчет методом MCDF приводит, как указано выше, к расщеплению уровней по полному угловому моменту, которое составляет  $\approx 30$  эВ. Плотность уровней меняется при учете взаимодействия рис. 2в. Типичные матричные элементы этого сорта приведены в табл. 3. Будучи недиагональными по всем четырем состояниям, они оказываются на один–два порядка меньше. Отметим, что существует когерентность матричных элементов с номерами 3–6 с возбуждением дырочных состояний  $2p_{1/2}$  в остане. Совокупная величина таких матричных элементов составляет  $\sim 6$  эВ, что на порядок больше матричного элемента одночастичного смешивания  $M_{res}$  из табл. 2. А поскольку разность соответствующих энергий равна  $\sim 50$  эВ, учет этого взаимодействия может приводить к смешиванию состояний уже на уровне 10%, а также к соответствующему изменению энергий перехода и конверсионных матричных элементов. Таким образом, хотя плотность атомных уровней далеко не так высока, как, например, в случае многозарядного иона  $Au^{24+}$ , изучавшегося в работе [7], учет смешивания конфигураций, как показано ниже, оказывается очень важным для корректного расчета вероятности дискретной конверсии.

#### 4. КОНВЕРСИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА $nd$ -ОБОЛОЧКИ

Правила отбора для конверсионного  $M1$ -перехода допускают также переходы с изменением орбитального момента  $l$  электрона на 2, т.е.  $\Delta l = 2$ . В рассматриваемом случае это означает, что возможны переходы  $1s$ -электрона не только в  $ns$ , но и в дискретные состояния  $nd_{3/2}$  оболочек с изменением полного момента  $\Delta J = 0, \pm 1$ , близкие по энергии к энергии ядерного перехода. Однако вероятность этих переходов ожидается малой вследствие малости волновых функций  $d$ -электронов в области ядра. Поскольку электронные волновые функции ведут себя в начале координат как  $(pr)^l$ , то, действительно, в случае  $M1$ -перехода коэффициенты внутренней конверсии максимальны для  $1s \rightarrow ns$  перехода, для которого волновая функция  $ns$  электрона имеет конечное значе-

Таблица 3

Матричные элементы взаимодействия конфигураций  $(jn|H'|n'j')$  (рис. 2а). Одночастичные состояния задаются главным квантовым числом, орбитальным и полным моментом и его проекцией

Номер	Конфигурация				Матричный элемент, эВ
	$j$	$n$	$j'$	$n'$	
1	$2p_{3/2} \frac{3}{2}$	$6s_{1/2} - \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2p_{1/2} \frac{1}{2}$	-0.184
2	$2p_{3/2} \frac{1}{2}$	$6s_{1/2} \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2p_{1/2} \frac{1}{2}$	-0.106
3	$2p_{3/2} \frac{1}{2}$	$6s_{1/2} - \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2p_{1/2} - \frac{1}{2}$	-0.144
4	$2p_{3/2} - \frac{1}{2}$	$6s_{1/2} \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2p_{1/2} - \frac{1}{2}$	-0.106
5	$2p_{3/2} \frac{1}{2}$	$7s_{1/2} \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2p_{1/2} \frac{1}{2}$	-0.083
6, 7	$2p_{3/2} \frac{1}{2}$	$6p_{1/2} \pm \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2s_{1/2} \mp \frac{1}{2}$	-0.401
8	$2p_{3/2} - \frac{1}{2}$	$6p_{1/2} \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2s_{1/2} - \frac{1}{2}$	0.401
9	$2p_{3/2} \frac{3}{2}$	$6p_{1/2} - \frac{1}{2}$	$8s_{1/2} \frac{1}{2}$	$2s_{1/2} \frac{1}{2}$	0.695
10	$2p_{3/2} - \frac{3}{2}$	$7p_{3/2} \frac{3}{2}$	$8s_{1/2} - \frac{1}{2}$	$2s_{1/2} \frac{1}{2}$	-0.126

ние в начале координат (см., например, [8]). Наоборот, волновые функции  $d$ -состояний имеют нуль второго порядка в окрестности ядра, и они локализованы существенно за пределами  $K$ -оболочки. В табл. 4 мы приводим коэффициенты внутренней конверсии для переходов в дискретные состояния  $nd_{3/2}$ -оболочек. Как видно, они оказываются на три порядка меньше, чем значения коэффициентов внутренней конверсии для переходов в состояния  $ns$ -оболочек, которые приведены в работе [4] (см. также табл. 5).

Следует заметить, что аналогичная ситуация имеет место в  $^{229}\text{Th}$  применительно к девозбуждению ядра через электронный мостик  $7s \rightarrow 8s \rightarrow 7p$  [2]. Прямо противоположно сказанному выше в работе [9] рассмотрен только вклад в электронный мостик, который начинается либо с  $6d_{3/2}$ -состояния, либо с  $7s$ -состояния, но проходит через возбужденный  $6d_{5/2}$ -уровень. Это привело к недооценке эффекта на три порядка величины. С сожалением остается констатировать, что эта грубая ошибка прошлых лет

Таблица 4

Энергии  $\omega_{nk}$  и коэффициенты дискретной конверсии  $\alpha_d^{M1}$  для  $M1$ -переходов  $1s \rightarrow nd_{3/2}$ , вычисленные методом DF<sub>av</sub>

$nd_{3/2}$	$\omega_{nk}$ , эВ	$\alpha_d^{M1}$ , эВ
$11d_{3/2}$	35458	0.481
$12d_{3/2}$	35496	0.368
$13d_{3/2}$	35526	0.286
$14d_{3/2}$	35550	0.223
$15d_{3/2}$	35569	0.175
$16d_{3/2}$	35585	0.137

перекочевала в недавнюю работу [10], где интерпретация экспериментальных данных оказалась, таким образом, основана на неверном теоретическом расчете. И действительно, анализ последующих экспериментальных данных [11, 12] дал основания полагать, что ультрафиолетовая эмиссия, наблюдавшаяся в эксперименте [10], а также в эксперименте Ричардсона и др. [13], является возможным следствием флюоресценции молекул азота в воздухе, окружающем радиоактивные источники, а не распада  $3.5$  эВ уровня в  $^{229}\text{Th}$ .

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ

Как уже отмечалось, в результате вычислений методом MCDF для каждой электронной конфигурации конечного состояния  $1s2s^22p_{1/2}^22p_{3/2}ns$  образуются четыре уровня с полными угловыми моментами  $J = 5/2, 3/2, 1/2, 3/2$ . Моменты уровней перечислены здесь в порядке возрастания энергии. Используя данные нашего расчета методом MCDF, мы оценили доли коэффициентов внутренней конверсии  $\Delta_J$ , связанные с каждым из этих уровней. Результаты вычислений дают следующее распределение коэффициентов внутренней конверсии по четырем перечисленным выше уровням:

$$\begin{aligned} \Delta_{J=5/2} &= 0.5, & \Delta_{J=3/2} &= 0.127, \\ \Delta_{J=1/2} &= 0.168, & \Delta_{J=3/2} &= 0.209. \end{aligned} \quad (1)$$

Как видно, сумма по всем долям  $\sum_J \Delta_J \approx 1$ . Коэффициенты внутренней конверсии для переходов  $1s \rightarrow ns$ ,  $n = 12-17$ , приведены в табл. 5. Мы привели значения коэффициентов для всех уровней, домноженные на соответствующую долю  $\Delta_J$ .

В случае обычной конверсии коэффициент  $\alpha^{nk}$  определяется как отношение вероятностей конверсионного и радиационного переходов ядра. В случае дискретной конверсии коэффициент  $\alpha_d^{nk}$  имеет размерность энергии вследствие иной нормировки волновой функции конверсионного электрона [4]. Можно, однако, определить фактор конверсии  $R^{nk}$ , который по-прежнему равен отношению вероятностей конверсионного и радиационного ядерных переходов [4]:

$$R^{nk} = \alpha_d^{nk} \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(\omega_\gamma - \omega_{nk})^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2)$$

Таблица 5

Результаты вычислений методом MCDF: энергии  $\omega_{n\kappa}$  переходов  $1s \rightarrow ns$  для  $ns$  уровней с различными моментами  $J$ , веса  $S$  «чистых» конфигураций  $1s 2s^2 2p_{1/2}^2 2p_{3/2} ns$ , дискретные коэффициенты внутренней конверсии  $\alpha_d^{M1 \Delta J}$  и конверсионные факторы  $R^{n\kappa S}$

$ns$	$J$	$\omega_{n\kappa}$ , эВ	$S$	$\alpha_d^{M1 \Delta J}$ , эВ	$R^{n\kappa S}$
12s	1/2	35443.8	0.9967	67.31	0.0230
	3/2	35443.9	0.9954	83.74	0.0287
	3/2	35410.6	0.9878	51.03	0.0060
	5/2	35410.4	0.9887	200.90	0.0237
13s	1/2	35474.4	0.9899	51.90	0.1309
	3/2	35474.4	0.9934	64.57	0.1633
	3/2	35441.1	0.9864	39.34	0.0119
	5/2	35440.9	0.9823	154.90	0.0465
14s	1/2	35498.5	0.9893	40.41	0.6384
	3/2	35498.5	0.9881	50.27	0.7932
	3/2	35465.2	0.9817	30.63	0.0333
	5/2	35465.0	0.9800	120.61	0.1289
15s	1/2	35517.8	0.9744	31.56	0.0362
	3/2	35517.9	0.9737	39.27	0.0446
	3/2	35484.5	0.9645	23.93	0.3011
	5/2	35484.4	0.9672	94.21	1.1605
16s	1/2	35533.6	0.9370	24.57	0.0105
	3/2	35533.7	0.9362	30.56	0.0130
	3/2	35500.3	0.9255	18.62	0.1785
	5/2	35500.2	0.9305	73.33	0.7223
17s	1/2	35547.9	0.9472	18.92	0.0045
	3/2	35547.9	0.9465	23.54	0.0057
	3/2	35514.6	0.9368	14.34	0.0205
	5/2	35514.4	0.9404	56.46	0.0825
$R_{tot}$					4.6077



где  $\Gamma$  — полная ширина дырочного состояния,  $\omega_\gamma$  — энергия ядерного перехода,  $\omega_{n\kappa}$  — энергия электронного перехода. Выбрав так же, как и в работе [4], для ширины  $1s$ -вакансии значение  $\Gamma = 5$  эВ и учитывая веса  $S$  «чистых конфигураций»  $1s2s^22p_{1/2}^22p_{3/2}ns$ , которые определяются в расчете методом MCDF, мы получаем значения конверсионного фактора  $R^{n\kappa}S$ , приведенные в табл. 5.

Полный фактор резонансной конверсии  $R_{tot}$  получается суммированием по всем конечным состояниям

$$R_{tot} = \sum_n R^{n\kappa} S. \quad (3)$$

Как видно из табл. 5, максимальный вклад в полный фактор резонансной конверсии  $R_{tot}^{MCDF}$  вносят уровни с моментами  $J = 3/2$  и  $J = 5/2$  с энергиями 35484.5 эВ и 35484.4 эВ, возникающие при расщеплении конечного состояния  $15s$ , а также уровни с моментами  $J = 1/2$  и  $J = 3/2$  с энергией 35498.5 эВ, возникающие при расщеплении конечного состояния  $14s$ . Этот результат следует сравнить с результатами работы [4], где из расчетов, выполненных методом  $DF_{av}$  без учета остаточных взаимодействий, было получено, что основной вклад в  $R_{tot}^{DF}$  дает  $18s$  конечное состояние. Полный фактор конверсии  $R_{tot}^{MCDF} = 4.36$ , это значение на  $\sim 30\%$  отличается от  $R_{tot}^{DF} = 5.9$ , полученного в [4]. Результаты табл. 5 показывают, что суммарный вес примесных конфигураций может быть существенным и достигает 7% для данной оболочки. Соответствующий сдвиг в энергиях перехода за счет смешивания конфигураций можно оценить, сравнивая значения табл. 5 с данными табл. 1. Этот сдвиг достигает 3–4 эВ в соответствии с качественным рассмотрением в разд. 3 данной работы. Заметим, что возбуждение кора (рис. 2*б*) существенно влияет на величину  $R_{tot}$  и на соответствующие энергии перехода. Правильный учет этого механизма приводит к энергетическому сдвигу уровней  $J = 3/2, 5/2$  ( $15s$ ) от значения 35488 эВ, которое дает метод  $DF_{td}$ , к значению 35484.5 эВ. Учет (или неучет) этого механизма и соответствующих сдвигов энергии перехода в 3 эВ изменяет значение парциального фактора конверсионного перехода на данный уровень в 2.5 раза, а полного фактора конверсии — в 1.8 раза.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 96-02-18039а и 99-02-17550, контрактом DSWA (USA) № DSWA 01-98-C-0040 и грантом по программе PRAXIS XXI Португальского комитета по науке.

## Литература

1. Д. Ф. Зарецкий, Ф. Ф. Карпешин, ЯФ 29, 306 (1979).
2. F. F. Karpeshin, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, and M. A. Listengarten, Phys. Lett. B 372, 1 (1996).
3. F. Attallah, M. Aiche, J. F. Chemin et al., Phys. Rev. Lett. 75, 1711 (1995).
4. F. F. Karpeshin, M. R. Harston, F. Attallah, J. F. Chemin, J. N. Scheurer, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, Phys. Rev. C 53, 1640 (1996).
5. И. М. Банд, М. А. Листенгартен, М. Б. Тржасковская, В. И. Фомичев, Препринты ЛИЯФ № 289 (1976); № 298–300 (1977); № 498 (1979); № 1479 (1989).
6. I. P. Grant, B. J. McKenzie, P. H. Norrington, D. F. Mayers, and N. C. Pyper, Comput. Phys. Commun. 21, 207 (1980).
7. G. F. Gribakin, A. A. Gribakina, and V. V. Flambaum, Aust. J. Phys. 52, 443 (1999).

8. И. М. Банд, М. А. Листенгартен, А. П. Фересин, *Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей*, Наука, Москва (1976).
9. В. Ф. Стрижов, Е. В. Ткаля, ЖЭТФ 99, 697 (1991).
10. G. M. Irwin and K. H. Kim, Phys. Rev. Lett. 79, 990 (1997).
11. S. B. Utter, P. Beirsdorfer, A. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. 82, 505 (1999).
12. R. W. Shaw, J. P. Young, S. P. Cooper, and O. F. Webb, Phys. Rev. Lett. 82, 1109 (1999).
13. D. S. Richardson, D. M. Benton, D. E. Evans et al., Phys. Rev. Lett. 80, 3206 (1998).