

УДК 539.184.01

ВЕРОЯТНОСТИ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ УРОВНЯМИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ИОНОВ С IV, Al XI, Ti XX

Запругаев С. А., Могилев А. В.

Рассчитаны вероятности радиационных переходов между уровнями тонкой структуры Li-подобных ионов С IV, Al XI, Ti XX. Исследовано угловое распределение излучения. При расчете использовались волновые функции, полученные при решении релятивистских самосогласованных уравнений метода функционала плотности.

Вероятности радиационных переходов, имеющие важное значение в атомной спектроскопии [1], являются предметом исследования и в спектроскопии многозарядных ионов [2-4]. В отличие от нейтральных атомов в многозарядных ионах проявляются релятивистские поправки, учет которых может быть выполнен различными методами. В случае ионов с несколькими электронами одним из возможных методов теоретического описания релятивистских эффектов является метод, обобщающий уравнения самосогласованного поля [5] на релятивистский случай. Однако метод Хартри—Фока не включает корреляционные поправки, которые удается частично учесть в релятивистском варианте метода случайных фаз (RRPA-метод) [6], являющемся обобщением нерелятивистского RPA-метода [7].

В последние годы включение корреляционных поправок в теоретическую схему расчета удается осуществить на основе метода функционала плотности [8]. Суть этого метода фактически сводится к тому, что в уравнения типа уравнений самосогласованного поля вводится гамильтониан, зависящий от электронной плотности ρ , учитывающий корреляционную энергию взаимодействия электронов $\epsilon_c(\rho)$. В определенном смысле метод функционала плотности развивается X_α -метод Слэтера, в котором нелокальный обменный член в уравнении самосогласованного поля заменяется локальным $\sim \rho^{1/2}$. Функциональный вид корреляционной энергии ϵ_c как функции ρ явно не известен. В связи с этим используются результаты, полученные в теории Ферми-газа [9] для $\epsilon_c(\rho)$, в которой $\epsilon_c(\rho)$ найдено явно в случаях высокой (RPA) и низкой плотностей. При промежуточных значениях ρ можно строить различные аппроксимирующие выражения для $\epsilon_c(\rho)$ [10] (см. также обсуждение в [11]).

В настоящей работе рассчитаны мультипольные вероятности радиационных переходов между уровнями тонкой структуры Li-подобных ионов. Радиальные функции, описывающие электронные состояния, получались при решении релятивистских самосогласованных уравнений метода функционала плотности [12].

Общие формулы для вероятностей радиационных переходов

В соответствии с результатами теории излучения дифференциальная вероятность перехода из состояния $|i\rangle$ в состояние $|f\rangle$ с испусканием фотона частоты $\hbar\omega = E_i - E_f$, волновым вектором \mathbf{k} ($|\mathbf{k}| = \omega/c$), лежащим внутри телесного угла $d\Omega_{\mathbf{k}}$, определяется выражением [13]

$$\frac{dW^{(\lambda)}}{d\Omega_{\mathbf{k}}} = \frac{a\omega}{2\pi} |\langle f | e^{(\lambda)} \alpha \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) | i \rangle|^2. \quad (1)$$

Здесь α — постоянная тонкой структуры, α — матрицы Дирака. Начальные и конечные состояния определяются из решения системы самосогласованных релятивистских уравнений метода функционала плотности

$$(H_i^{\Phi\Pi} - \varepsilon_i)\psi_i(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

где $H_i^{\Phi\Pi}$ — гамильтониан функционала плотности, зависящий от электронной плотности $\rho = \sum_n \psi_n^\dagger \psi_n$ и равный $H_i^{\Phi\Pi} = \alpha \mathbf{p} + \beta mc^2 - (Ze^2/r) + W_H^R + W_{xc}$. Здесь Z — заряд ядра, W_H^R — хартриевский член с учетом релятивистских поправок, W_{xc} — обменно-корреляционная часть гамильтониана, явный вид которой здесь для краткости не приводится (см., например, [10]). Одночастичные решения системы уравнений (2) можно представить в виде обычных биспиноров

$$\psi(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} g \Omega_{jlm} \\ i f \Omega_{j'l'm} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где g и f — большая и малая компоненты функции, Ω_{jlm} — шаровой спинор, j — полный электронный момент, m — его проекция на ось квантования, $l = j \pm 1/2$, $l' = 2j - l$.

Подставляя (3) в (1) и используя алгебру угловых моментов для дифференциальной вероятности переходов между поляризованными состояниями $n_i j_i \rightarrow n_f j_f$, находим

$$\frac{dW^{(\lambda)}}{d\Omega_{\mathbf{k}}} = \frac{\alpha\omega}{4\pi} (2j_i + 1) \left[\sum_{\tau J} \frac{|F_{\tau J}|^2}{2J + 1} + \sum_i A_i \sum_{\nu} \Pi_{\nu}^{\tau} D_{\nu}^{\tau}(\mathbf{k}) \right]. \quad (4)$$

В выражении (4) J определяет мультипольность перехода; $\max\{1, |j_i - j_f|\} \leq J \leq j_i + j_f$; τ — индекс, обозначающий тип перехода: электрический ($\tau = 0$ или $\tau = E$) или магнитный ($\tau = 1$ или $\tau = M$). По правилам отбора, при $l_i + l_f + J$ четной — переход электрического типа, а при $l_i + l_f + J$ нечетной — магнитного (l — орбитальный момент), A_i — коэффициент, определяющий угловое распределение излучения и имеющий следующий вид:

$$A_i = \sum_{\tau J} \sum_{\tau' J'} \frac{2l + 1}{2J' + 1} C_{JMl_0}^{JM} F_{\tau J} F_{\tau' J'}^*. \quad (5)$$

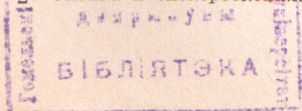
Здесь $C_{cd ef}^{ab}$ — коэффициент Клебша—Гордона, а $\Pi_{J' J}^{\tau}$ определяет зависимость дифференциальной вероятности перехода от свойств поляризации излучения

$$\Pi_{J' J}^{\tau} = \sum_{\mu \mu'} \mu^{\tau} \mu'^{\tau'} \varepsilon_{\mu}^{(\lambda)*} \varepsilon_{\mu'}^{(\lambda)} C_{J_{\mu} \mu' - \beta}^{J' \mu'}$$

где $\mu, \mu' = \pm 1$; $\varepsilon_{\mu}^{(\lambda)}$ — циклические компоненты вектора поляризации в системе координат, связанной с направлением вектора \mathbf{k} испущенного фотона, $F_{\tau J} = C_{j_i m_i; J M}^{j_f m_f} R_{\tau J}$ ($R_{\tau J}$ — комбинация радиальных интегралов, зависящая от типа перехода). Для переходов электрического типа R_{EJ} имеет следующий вид:

$$R_{EJ} = (-1)^{|x_i| + 1} i^{J+1} \begin{pmatrix} j_f & j_i & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \left\{ \sqrt{\frac{J+1}{J}} [(z-J) I_{J-1}^{(1)} + (z+J) I_{J-1}^{(2)}] - \sqrt{\frac{J}{J+1}} [(z+J+1) I_{J+1}^{(1)} + (z-J-1) I_{J+1}^{(2)}] \right\}. \quad (6)$$

В выражении (6) $\begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \end{pmatrix}$ — $3jm$ -символ Вигнера, $x \equiv x_f - x_i$, $x_i = (l - j) \times (2j + 1)$, а через $I_L^{(k)}$ обозначены интегралы: $I_L^{(1)} = \int_0^{\infty} g f i j_L(kr) r^2 dr$, $I_L^{(2)} = \int_0^{\infty} f f g i j_L(kr) r^2 dr$. Здесь g и f — большая и малая компоненты волновой функ-



ции (3) начального $|i\rangle$ и конечного $|f\rangle$ состояний, $j_L(x)$ — сферическая функция Бесселя, $k = \omega/c$.

Отметим, что в выражении (6) основной вклад вносят интегралы типа $I_{J-1}^{(k)}$, в то время как для интегралов типа $I_{J+1}^{(k)}$ (при фиксированном J) в общем случае выполняется неравенство $I_{J+1}^{(k)} \ll I_{J-1}^{(k)}$. В силу этого слагаемыми, содержащими интегралы $I_{J+1}^{(k)}$, в (6) при необходимости можно пренебречь без потери точности вычислений.

Для переходов магнитного типа комбинация радиальных интегралов $R_{\tau J}$ имеет следующий вид:

$$R_{MJ} = i^J (2J+1) (-1)^{J_i} \begin{pmatrix} j_f & j_i & J \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & -1 \end{pmatrix} (I^{(1)} + I^{(2)}). \quad (7)$$

Для нахождения полной вероятности перехода необходимо усреднить выражение (4) по начальным состояниям поляризации электронов, просуммировать по конечным состояниям поляризации электрона и фотона и проинтегрировать по всем углам волнового вектора фотона. В результате получаем

$$W = 2\alpha\omega (2j_f + 1) \sum_{\tau J} \frac{|R_{\tau J}|^2}{2J+1}. \quad (8)$$

Правила отбора для переходов мультипольности J (как это следует из (4), (8)) состоят лишь в удовлетворении условия треугольника для моментов $(j_i j_f J)$.

В ряде случаев представляет интерес задача об угловом распределении излучения, когда не фиксируется поляризация испускаемого фотона. В этом случае дифференциальная вероятность перехода определяется выражением (4), просуммированным по состояниям поляризации излучения λ

$$\sum_{\lambda} \frac{dW^{(\lambda)}}{d\Omega_{\mathbf{k}}} = \frac{\alpha\omega}{2\pi} (2j_i + 1) \left[\sum_{\tau J} \frac{|F_{\tau J}|^2}{2J+1} + \sum_i A_i C_{J_1 i_0}^{J' 1} P_i(\cos \theta_{\mathbf{k}}) \right], \quad (9)$$

и суммирование проводится по всем значениям τJ и $\tau' J'$, удовлетворяющих четным значениям $\tau + J + \tau' + J'$.

На основании общих формул для вероятностей радиационных переходов, полученных нами, можно получить следующие оценки порядков величин вероятностей переходов мультипольностей J для иона с зарядом ядра Z и числом электронов N :

$$W(EJ) \simeq \alpha (aZ_c)^{2+2J} \frac{mc^2}{\hbar}; \quad W(MJ) \simeq \alpha (aZ_c)^{4+2J} \frac{mc^2}{\hbar}.$$

Здесь $Z_c = Z - N + 1$, $mc^2/\hbar \simeq 7.763 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Данные оценки выписаны для переходов между состояниями тонкой структуры ионов с различными значениями главного квантового числа в начальном и конечном состояниях. Указанные оценки означают, что для переходов EJ и MJ типов имеет место соотношение $W(EJ+1) \simeq W(MJ)$. Однако в конкретных случаях данное соотношение чаще удовлетворяет неравенству $W(EJ+1) \gg W(MJ)$, как будет показано далее.

Соответственно для абсолютных величин интенсивностей I линий данной мультипольности имеем следующие оценки:

$$I(EJ) \simeq \alpha (aZ_c)^{4+2J} \frac{m^2 c^2}{\hbar}; \quad I(MJ) \simeq \alpha (aZ_c)^{6+2J} \frac{m^2 c^2}{\hbar}.$$

Общие формулы для релятивистских вероятностей радиационных переходов, полученные нами, справедливы для атомов и ионов, имеющих один электрон вне замкнутой оболочки.

Результаты численных расчетов

Как следует из общих оценок для интенсивностей линий и величин, приведенных ранее, основное значение имеют электрически дипольные переходы. На основании (9) для дипольных переходов (как электрических, так и магнитных) имеем

$$\sum_{\lambda} \frac{dW^{(\lambda)}}{d\Omega_{\mathbf{k}}} (\tau J) = \frac{W(\tau 1)}{4\pi} \Phi_{E1}(\cos \theta_{\mathbf{k}}) |C_{j' m' j m}^{j' m' j m}|^2, \quad (10)$$

$$\Phi_{E1}(\cos \theta_{\mathbf{k}}) = 1 + (3M^2 - 2) P_2(\cos \theta_{\mathbf{k}})/2, \quad (11)$$

где $W(\tau 1)$ — полная вероятность дипольного перехода. Как видно из (10), угловое распределение излучения не зависит ни от типа перехода, ни от заряда ядра Z .

Численные значения вероятностей $E1$ -переходов между состояниями $ns \rightleftharpoons n'p_j$; $n, n' = 2 \div 6$ в ионах $C\text{ IV}$, $Al\text{ XI}$, $Ti\text{ XX}$ приведены в табл. 1. В табл. 2 приведены численные значения вероятностей переходов и длины волн излучения в переходах $np_j \rightleftharpoons n'd'_j$ в $C\text{ IV}$ и $Al\text{ XI}$.

Таблица 1

	n	n'	C IV		Al XI		Ti XX	
			$\lambda, \text{ \AA}$	$W, \text{ c}^{-1}$	$\lambda, \text{ \AA}$	$W, \text{ c}^{-1}$	$\lambda, \text{ \AA}$	$W, \text{ c}^{-1}$
$s_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$	3	2	420	1.54 (9)	54.214	5.19 (10)	16.277	4.670 (11)
	4	2	297	5.55 (8)	39.517	2.02 (10)	11.954	1.857 (11)
	5	2	263	2.60 (8)	35.172	9.874 (9)	10.657	9.158 (10)
	6	2	247	1.42 (8)	33.204	5.55 (9)	10.067	5.177 (10)
	4	3	1230	3.59 (8)	156.81	1.33 (10)	47.122	1.247 (11)
	5	3	798	1.64 (8)	105.23	6.39 (9)	31.845	6.059 (10)
	6	3	672	8.91 (7)	89.376	3.55 (9)	27.098	3.378 (10)
	5	4	2699	1.12 (8)	341.45	4.41 (9)	102.30	4.219 (10)
	6	4	1654	5.86 (7)	216.76	2.39 (9)	65.463	2.315 (10)
	6	5	5022	4.35 (7)	631.64	1.77 (9)	188.93	1.719 (10)
$p_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$	2	2	1551	2.93 (8)	568.15	9.19 (8)	303.68	1.789 (9)
	3	2	312	5.21 (9)	48.336	3.27 (11)	15.228	3.654 (12)
	4	2	245	2.62 (9)	36.679	1.48 (11)	11.455	1.612 (12)
	5	2	223	1.39 (9)	33.010	7.66 (10)	10.280	8.273 (11)
	6	2	212	8.06 (8)	31.313	4.43 (10)	9.7380	4.774 (11)
	3	3	5814	2.72 (7)	2079.0	8.72 (7)	1004.3	1.895 (8)
	4	3	1015	5.81 (8)	141.68	4.23 (10)	44.203	4.820 (11)
	5	3	685	3.79 (8)	99.123	2.36 (10)	30.670	2.632 (11)
	6	3	596	2.30 (8)	85.251	1.39 (10)	26.303	1.544 (11)
	4	4	14363	5.38 (8)	5049.5	1.78 (7)	2465.2	3.836 (7)
	5	4	2105	1.35 (8)	309.76	9.78 (9)	96.260	1.132 (11)
	6	4	1441	9.24 (7)	205.34	6.17 (9)	63.287	6.995 (10)
	5	5	28670	1.64 (6)	9827.0	5.63 (6)	4824.9	1.215 (7)
	6	5	3937	4.13 (7)	573.60	3.09 (9)	177.94	3.670 (10)
	6	6	50050	6.50 (6)	17112.	2.22 (6)	8364.0	4.840 (6)

Для сокращения таблиц приведены вероятности переходов только с наименьшими возможными j и j' . В нерелятивистском пределе имеет место равенство

$$W(lj_1, l'j'_1) \begin{Bmatrix} l & j_2 & \frac{1}{2} \\ j'_2 & l' & 1 \end{Bmatrix}^2 = W(lj_2, l'j'_2) \begin{Bmatrix} l & j_1 & \frac{1}{2} \\ j'_1 & l' & 1 \end{Bmatrix}^2, \quad \text{которое позволяет восстано-}$$

вить все вероятности переходов с различными j, j' : $W(ns_{1/2} \rightarrow np_{3/2}) = 2W(ns_{1/2} \rightarrow n'p_{1/2})$, $W(np_{3/2} \rightarrow n's_{1/2}) = W(np_{1/2} \rightarrow n's_{1/2})$, $10W(np_{3/2} \rightarrow n'd_{3/2}) = \frac{9}{8}W(np_{3/2} \rightarrow n'd_{1/2}) = W(np_{1/2} \rightarrow n'd_{3/2})$, $\frac{5}{6}W(nd_{3/2} \rightarrow n'p_{3/2}) = 5W(nd_{3/2} \rightarrow n'p_{1/2}) = W(nd_{3/2} \rightarrow n'p_{1/2})$.

Из-за влияния релятивистских эффектов данные соотношения выполняются приближенно с точностью до нескольких процентов при $Z \leq 40$. В ряде случаев, приведенных в таблице, помимо $E1$ -фотонов возможно излучение фотонов другого типа и другой мультипольности. Например, в переходе $ns_{1/2} \rightarrow n'p_{3/2}$, по правилам отбора, возможно испускание фотонов двух типов $E1$ и $M2$. Однако вероятность магнитно-квадрупольных переходов на 9–10 порядков меньше

Таблица 2

	<i>n</i>	<i>n'</i>	CIV		Al XI	
			$\lambda, \text{Å}$	W, c^{-1}	$\lambda, \text{Å}$	W, c^{-1}
$p_{1/2} \rightarrow d_{3/2}$	4	3	1199	1.80 (8)	156.64	7.23 (9)
	5	3	807	8.13 (7)	106.22	3.24 (9)
	6	3	685	4.42 (7)	90.450	1.72 (9)
	5	4	2596	9.43 (7)	338.56	3.83 (9)
	6	4	1655	4.67 (7)	217.61	1.91 (9)
	6	5	4790	4.52 (7)	624.88	1.89 (9)
$d_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$	3	2	384	1.47 (10)	52.302	9.30 (7)
	4	2	289	4.85 (9)	39.093	3.34 (10)
	5	2	259	2.25 (9)	34.995	3.20 (10)
	6	2	246	1.22 (9)	33.113	2.39 (10)
	3	3	20697	9.77 (5)	5227.1	5.63 (9)
	4	3	1108	1.42 (9)	150.34	1.13 (11)
	5	3	770	7.51 (8)	103.66	3.22 (10)
	6	3	661	4.30 (8)	88.722	1.26 (10)
	4	4	49385	5.38 (5)	13058.	1.12 (9)
	5	4	2405	2.69 (8)	325.57	4.71 (10)
	6	4	1586	1.76 (8)	212.95	2.14 (10)
	5	5	96768	2.15 (5)	24190	3.02 (8)
6	5	4442	7.73 (7)	600.36	1.83 (10)	
6	6	165289	8.23 (4)	41649.	9.47 (7)	

вероятностей $E1$ -переходов. Так, в переходе $3s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ W ($M2$) равна 2.12 c^{-1} , $4.11 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$, $4.1 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ в ионах C IV, Al XI и Ti XX соответственно. Это означает, что переходы $M2$ -типа без потери точности могут быть опущены, и угловое распределение излучения определяется выражением (11). Аналогичная ситуация возникает и во всех других случаях, когда помимо $E1$ -квантов в мультипольном разложении имеются кванты других типов. Переходы типа $ns_{1/2} \rightarrow n's_{1/2}$ содержат лишь магнитно-дипольное излучение. При этом вероятности переходов типа $ns_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ могут быть оценены из полумпирической формулы

$$W(ns \rightarrow 2s) \approx N_n \frac{\alpha^4 mc^2}{\hbar} \frac{Z_c^{10}}{(Z_c - 1)^5},$$

где $N_3 \approx 32$, $N_4 \approx 50$, $N_5 \approx 46$, и имеют порядок $\sim 10^3 \div 10^5 \text{ c}^{-1}$ в рассматриваемых ионах. Переходы типа $np_{1/2} \rightarrow n'p_{1/2}$ также разрешены лишь с испусканием $M1$ -квантов и вероятности таких переходов $10^2 - 10^4 \text{ c}^{-1}$. Интенсивности линий $M1$ -переходов составляют $10^{-3} - 10^{-5}$ интенсивности линий $E1$ -переходов, поэтому для краткости соответствующие значения вероятностей далее не будут приводиться.

В переходах типа $ns_{1/2} \rightarrow n'd_{3/2}$ правилами отбора разрешены переходы двух типов: магнитно-дипольные и электрически квадрупольные. Однако в данных переходах W ($M1$) $\sim (10^{-11} \div 10^{-13}) W$ ($E2$) и $M1$ -переход можно полностью не учитывать. Порядок вероятностей переходов W ($E2$) $\sim 10^3 \div 10^5 \text{ c}^{-1}$, что на 4–5 порядков меньше вероятностей $E1$ -переходов (табл. 1). Угловое распределение излучения в таких переходах в связи с преобладанием $E2$ -фотонов определяется в соответствии с (9) выражением

$$\sum_{\lambda} \frac{dW^{(\lambda)}}{d\Omega_{\mathbf{k}}} (E2) = \frac{W(E2)}{4\pi} \Phi_{E2}(\cos \theta_{\mathbf{k}}) |C_{j_f m_i j_2 M}^{j_i m_i}|^2, \quad (12)$$

где

$$\Phi_{E2}(x) = 1 + \frac{5}{14} (2 - M^2) P_2(x) - \frac{35M^4 + 155M^2 + 72}{42} P_4(x). \quad (13)$$

Полностью аналогичная ситуация с относительным вкладом членов $M1$ и $E2$ возникает в переходах $np_{1/2} \rightarrow n'p_{1/2}$, $np_{3/2} \rightarrow n'p_{1/2}$, $nd_{3/2} \rightarrow n's_{1/2}$, $nd_{3/2} \rightarrow n'd_{3/2}$, $nd_{3/2} \rightarrow n'd_{5/2}$, в которых $W(E2) \sim 10^5 \div 10^7 \text{ c}^{-1}$, и угловое распределение излучения определяется формулой (12). Интенсивность соответствующих линий на 3—4 порядка меньше интенсивностей линий, соответствующих $E1$ -переходам.

Из рассмотренных в данной работе не электрически дипольных переходов представляют интерес переходы $np_{3/2} \rightarrow n'p_{3/2}$ ($M1+E2+M3$). Расчеты показывают, что вкладом членов типа $M3$ можно пренебречь без потери точности, а вклад членов $M1$ - и $E2$ -типов по порядку величины одинаков и, следовательно,

Таблица 3

$n \ n'$	CIV			Al XI			Ti XX		
	$\lambda, \text{ \AA}$	$W(M1), \text{ c}^{-1}$	$W(E2), \text{ c}^{-1}$	$\lambda, \text{ \AA}$	$W(M1), \text{ c}^{-1}$	$W(E2), \text{ c}^{-1}$	$\lambda, \text{ \AA}$	$W(M1), \text{ c}^{-1}$	$W(E2), \text{ c}^{-1}$
3 2	391	2.27 (3)	5.82 (4)	52.94	1.77 (5)	2.30 (7)	16.13	2.50 (6)	8.08 (8)
4 2	291	3.62 (3)	2.17 (4)	39.29	2.75 (5)	9.36 (6)	11.97	3.64 (6)	3.35 (8)
5 2	260	3.04 (3)	1.04 (4)	35.11	2.33 (5)	4.61 (6)	10.70	3.03 (6)	1.67 (8)
6 2	246	2.24 (3)	5.45 (3)	33.20	1.72 (5)	2.60 (6)	10.12	2.23 (6)	9.52 (7)
4 3	1133	4.31 (1)	5.83 (3)	152.3	3.09 (3)	2.38 (6)	46.47	4.18 (4)	8.37 (7)
5 3	777	7.41 (1)	3.04 (3)	104.3	5.34 (3)	1.30 (6)	31.78	7.01 (4)	4.61 (7)
6 3	664	7.05 (1)	1.73 (3)	89.03	5.11 (3)	7.58 (5)	27.13	6.65 (4)	2.72 (7)
5 4	2467	1.13 (0)	9.96 (2)	330.4	8.38 (1)	4.16 (5)	100.5	1.19 (3)	1.48 (7)
6 4	1601	2.42 (0)	6.32 (2)	214.2	1.78 (2)	2.70 (5)	65.18	2.43 (3)	9.63 (6)
6 5	4562	5.43 (-2)	2.43 (2)	649.3	3.38 (1)	8.49 (4)	185.3	6.32 (1)	3.66 (6)

в угловом распределении фотонов происходит интерференция типов излучений. Дифференциальная вероятность переходов, просуммированная по λ , определяется в этом случае выражением

$$\sum_{\lambda} \frac{dW^{(\lambda)}}{d\Omega_{\mathbf{k}}} = \frac{W(M1)}{4\pi} |C_{j_2 m_2 i_1 M}^{j_1 m_1 f}|^2 \Phi_{M1}(\cos \theta_{\mathbf{k}}) + \frac{W(E2)}{4\pi} |C_{j_2 m_2 i_2 M}^{j_1 m_1 f}|^2 \times \\ \times \Phi_{E2}(\cos \theta_{\mathbf{k}}) + I_{E2}^{M1}(\cos \theta_{\mathbf{k}}),$$

где Φ_{M1} и Φ_{E2} определяется формулами (11), (13), а интерференционный член

$$I_{E2}^{M1}(x) = \frac{3}{2\pi} \sqrt{\frac{5}{2}} \sqrt{W(M1)W(E2)} M C_{j_2 m_2 i_1 M}^{j_1 m_1 f} C_{j_2 m_2 i_2 M}^{j_1 m_1 f} P_2(x).$$

Здесь $W(M1)$ и $W(E2)$ — вероятности радиационных переходов с испусканием $M1$ и $E2$ квантов соответственно, численные значения которых приведены в табл. 3. Таким образом, угловое распределение излучения в переходах $np_{3/2} \rightarrow n'p_{3/2}$ в отличие от всех рассмотренных ранее зависит от Z . При этом наиболее существенная зависимость от Z проявляется для перехода $6p_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$.

Литература

- [1] Никитин А. А., Рудзикас З. Б. Основы теории спектров атомов и ионов. М., 1983.
- [2] Браун М. А., Гурчумелия А. Д., Сафронова У. И. Релятивистская теория атома. М., 1984.
- [3] Дмитриев Ю. Ю., Климчицкая Г. Д., Лабзовский Л. Н. Релятивистские эффекты в спектрах атомных систем. М., 1984.
- [4] Запрягаев С. А., Манаков Н. Л., Пальчиков В. Г. Теория многозарядных ионов с одним и двумя электронами. М., 1985.
- [5] Froese-Fisher Ch. The Hartree-Fock Method for Atoms. N. Y., 1977.
- [6] Johnson W. R., Lin C. D., Cheng K. J. — Phys. Ser., 1980, v. 21, N 3—4, p. 409—422.

- [7] Amusia M. Ya., Cherepков N. A. — Case Stud. Atom. Phys., 1975, v. 5, N 2, p. 47.
- [8] Kohn W., Sham L. J. — Phys. Rev., 1965, v. 140, N 4, A 1133.
- [9] Пайнс Д. Проблема многих тел. М., 1963.
- [10] Vosko S. H., Wilk L., Nussair M. — Can. J. Phys., 1980, v. 58, N 8, p. 1200—1211.
- [11] Фарберович О. В., Власов С. В., Нижникова Г. П. — Деп. в ВИНТИ № 2953-83.
- [12] Запругаев С. А., Могилев А. В. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 4, с. 730—735.
- [13] Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., 1979.

Поступило в Редакцию 28 января 1986 г.
