

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

У. И. Сафронова

Произведен расчет автоионизационных состояний двухэлектронных многозарядных ионов с зарядом ядра вплоть до  $Z=30$ . Вычислены положения уровней, а также радиационные и безрадиационные ширины. Расчет произведен в схеме  $LS$ -связи с полным учетом релятивистских поправок.

### Нерелятивистская часть энергии

Нерелятивистская часть энергии автоионизационных состояний рассматривалась в ряде работ [1-5]. В работах [1] рассчитывались термы первых автоионизационных состояний атома He. В работах [2-5] была использована теория возмущений для расчета первых автоионизационных состояний двухэлектронных атомных систем. Целая серия работ [3] посвящена расчету хартри-фоковской части энергии термов конфигураций  $2s^2$ ,  $2s2p$ ,  $2p^2$ . В работе [5] подробно обсуждается роль хартри-фоковской и корреляционной энергий для автоионизационных состояний. Ввиду всего этого мы не будем подробно останавливаться на рассмотрении нерелятивистской части энергии. В табл. 1 (первые четыре столбца) приведены коэффициенты разложения при степенях  $Z$  для матричных элементов энергий

$$E \simeq E_0 Z^2 + \Delta E_1 Z + \Delta E_2 + \frac{1}{Z} \Delta E_3. \quad (1)$$

Таблица 1

Численные значения для коэффициентов при степенях  $L$

$$E = E_0 Z^2 + \Delta E_1 Z + \Delta E_2 + \frac{1}{Z} \Delta E_3 + \frac{\alpha^2}{4} (E_0 Z^4 + \Delta E_1 Z^3)$$

Конфигурация	Терм	$E_0$	$\Delta E_1$	$\Delta E_2$	$\Delta E_3$	$E_0'$	$\Delta E_1'$
$2s^2$	$1S$	-0.25	0.150391	-0.0371	$-6.46 \cdot 10^{-4}$	-0.3125	0.2436
	$3P$		0.132813	-0.0277	$3.58 \cdot 10^{-4}$		0.1772
$2s2p$	$1P$	-0.25	0.191406	-0.0969	$-59.66 \cdot 10^{-4}$	-0.229166	0.2540
	$3P$		0.164063	-0.0394	$-2.82 \cdot 10^{-4}$		0.1747
$2p^2$	$1D$	-0.25	0.185156	-0.0843	$-5.57 \cdot 10^{-4}$	-0.145833	0.1635
	$3P$		0.216797	-0.1105	$-10.32 \cdot 10^{-4}$		0.2560
	$1S$		0.050744	0.0303			-0.0665
$(2s^2) (2p^2)$	$3S$	0	0.187929	-0.0474	-0.0049		0.3078
	$1S$	-0.625	0.231824	-0.1145	0.0094	-0.65625	0.6778
$1s2s$	$3P$		0.225728	-0.0730	-0.0166		0.3619
	$1P$	-0.625	0.259869	-0.1573	0.0261	-0.572917	0.2216
$1s^2$	$1S$	-1	0.625	-0.1577	0.0087	-1	1.9200

В табл. 1 приведены также данные для основного состояния и первых возбужденных, чтобы иметь возможность рассматривать переходы. Первые два члена разложения ( $\Delta E_1, \Delta E_2$ )<sup>1</sup> взяты из работы [2],  $\Delta E_3$  из работ [6]. Следует заметить, что для автоионизационных состояний приведено  $\Delta E_3^{\text{HF}}$  [5] (расчет  $\Delta E_3^{\text{corr}}$  к настоящему времени не проведен).

### Релятивистская часть энергии

Для расчета релятивистских поправок, как и в работах [7], был использован оператор Брейта. При расчете  $\langle H_B \rangle$  была также использована теория возмущений по  $1/Z$ .

$$\langle H_B \rangle = \frac{\alpha^2}{4} \{ \mathcal{E}^{(0)} Z^4 + \Delta \mathcal{E}^{(1)} Z^3 + \Delta \mathcal{E}^{(2)} Z^2 + \dots \}. \quad (2)$$

Результаты расчета приведены в последних двух столбцах табл. 1 и в табл. 2. В табл. 1 приведены  $\mathcal{E}^{(0)}$  и  $\Delta \mathcal{E}^{(1)}$  для сдвига всего терма, в табл. 2 даны аналогичные коэффициенты для расщепления терма. Остановимся коротко на некоторых деталях расчета.

Таблица 2

Численные значения коэффициентов  $A, B, E^{(0)}, \varepsilon_{cc}, \varepsilon_{cc}$

$$\langle l_1 l_2 L S J | H_{3'} + H_{3''} + H_{5''} | i_1 l_1' L' S' J \rangle = \frac{\alpha^2}{4} (Z - A)^3 [ B_1 \{ E^{(0)} (Z - B) + \varepsilon_{cc} \} + B_2 \varepsilon_{cc} ]$$

Конфигурация	LS	L'S'	$E^{(0)}$	A	B	$\varepsilon_{cc}$	$\varepsilon_{cc}$	
2s2p	{	3P	3P	0.25	0.25949	0.09372		0.03906
		3P	1P	-0.17678				
2p <sup>2</sup>	{	3P	3P	0.25	0.27493	0.65621	-0.04132	-0.05468
		3P	1S	0.20412	0.30704	-0.05468		
		3P	1D	-0.22822	0.28778	-0.15312		
(2p <sup>2</sup> ) (2s <sup>2</sup> )	{	3P	1S	0.3				
		3P	3P	0.25	0.64216	3.09463		0.29629
1s2p	{	3P	1P	-0.17678	0.85040	-0.59258		

Релятивистская поправка для сдвига терма складывается из ряда членов, обусловленных оператором Брейта [8],

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= -\frac{\alpha^2}{8} \sum_i \nabla_i^4, & H_2 &= -\frac{\alpha^2}{2} \sum_{ij} \frac{1}{r_{ij}} \left( \mathbf{p}_i \mathbf{p}_j + \frac{\mathbf{r}_{ij} (\mathbf{r}_{ij} \mathbf{p}_i) \mathbf{p}_j}{r_{ij}^2} \right), \\ H_{4'} &= \frac{\alpha^2}{2} \pi Z \sum_i \sigma^3(\mathbf{r}_i), \\ H_{4''} &= -\alpha^2 \pi \sum_{ij} \sigma^3(\mathbf{r}_{ij}), & H_{5'} &= -\frac{8}{3} \pi \alpha^2 \sum_{ij} (\mathbf{s}_i \mathbf{s}_j) \delta^3(\mathbf{r}_{ij}). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Операторы  $H_1, H_{4'}$  являются одночастичными операторами. Ведущим членом разложения по  $Z$  является член  $\alpha Z^4$ . Остальные операторы  $H_2, H_{4''}, H_{5'}$  являются двухчастичными. Разложение по  $1/Z$  для них начинается с члена  $\alpha Z^3$ . Таким образом, ограничиваясь членами порядка  $Z^3$ , мы для  $\langle H_1 \rangle$  и  $\langle H_{4'} \rangle$  рассчитаем члены нулевого и первого порядков теории возмущений, а для остальных операторов — только члены нулевого порядка.

<sup>1</sup> Кроме диагональных матричных элементов энергии, рассчитан и недиагональный матричный элемент:  $E(2s^2, 2p^2)$ .

Для  $E_1 = \langle H_1 \rangle$ ,  $E_{4'} = \langle H_{4'} \rangle$  имеем

$$\left. \begin{aligned} E_1 &\simeq \frac{\alpha^2}{4} (E_1^{(0)} Z^4 + \Delta E_1^{(1)} Z^3), \\ E_{4'} &\simeq \frac{\alpha^2}{4} (E_{4'}^{(0)} Z^4 + \Delta E_{4'}^{(1)} Z^3). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Аналогично для  $E_2 = \langle H_2 \rangle$ ,  $E_{5'} = \langle H_{5'} \rangle$ ,  $E_{4''} = \langle H_{4''} \rangle$

$$E_2 \simeq \frac{\alpha^2}{4} \Delta \mathcal{E}_2 Z^3, \quad E_{5'} + E_{4''} \simeq \frac{\alpha^2}{4} Z^3 [\Delta \mathcal{E}_{5'} + \Delta \mathcal{E}_{4''}]. \quad (5)$$

Соответственно коэффициент при  $Z^4$  ( $E_1^r$ ) складывается из двух членов:  $E_1^{(0)}$ ,  $E_{4'}^{(0)}$ , а коэффициент при  $Z^3$  ( $\Delta E_1^r$ ) из пяти членов —  $\Delta E_1^{(1)}$ ,  $\Delta E_{4'}^{(1)}$ ,  $\Delta \mathcal{E}_2$ ,  $\Delta \mathcal{E}_{5'}$ ,  $\Delta \mathcal{E}_{4''}$ . В последних двух столбцах табл. 1 приведены численные значения для  $E_1^r$  и  $\Delta E_1^r$ .

Для расчета тонкой структуры термов также был использован оператор Брейта [8]

$$\left. \begin{aligned} H_{3'} &= \frac{\alpha^2}{2} Z \sum_i \frac{\mathbf{L}_i \mathbf{S}_i}{r_{ij}^3}, \quad H_{3''} = -\alpha^2 \sum_{ij} \frac{(\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_i)}{r_{ij}^3} (\mathbf{s}_i + 2\mathbf{s}_j), \\ H_{5''} &= \alpha^2 \sum_{ij} \frac{1}{r_{ij}^3} \left( \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j - 3 \frac{(\mathbf{s}_i \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{s}_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Оператор  $H_{3'}$ , как и операторы  $H_1$  и  $H_{4'}$ , являются одночастичными, операторы  $H_{3''}$ ,  $H_{5''}$  — двухчастичными. Вводя, как обычно [7], субматричные элементы, имеем

$$\begin{aligned} &\langle l_1 l_2 LS J | H_{3'} + H_{3''} + H_{5''} | l_1 l_2 L' S' J \rangle = \\ &= B_1 \langle l_1 l_2 LS | H_{3'} + H_{3''} | l_1 l_2 L' S' \rangle + B_2 \langle l_1 l_2 LS | H_{5''} | l_1 l_2 L' S' \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$B_1 = (-1)^{L'+S+J} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ S' & L' & 1 \end{Bmatrix}, \quad B_2 = (-1)^{L'+S+J} \begin{Bmatrix} L & S & J \\ S' & L' & 2 \end{Bmatrix}.$$

Для субматричного элемента операторов  $H_{3'}$ ,  $H_{3''}$ ,  $H_{5''}$  имеем соответственно

$$\left. \begin{aligned} \langle l_1 l_2 LS | H_{3'} | l_1 l_2 L' S' \rangle &\simeq \frac{\alpha^2}{4} a [E_{3'}^{(0)} Z^4 + \Delta E_{3'}^{(1)} Z^3], \\ \langle l_1 l_2 LS | H_{3''} | l_1 l_2 L' S' \rangle &\simeq \frac{\alpha^2}{4} Z^3 a \Delta \mathcal{E}_{3''}, \\ \langle l_1 l_2 LS | H_{5''} | l_1 l_2 L' S' \rangle &\simeq \frac{\alpha^2}{4} Z^3 a \Delta \mathcal{E}_{5''}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

В ряде работ [7, 9] было показано, что значительно лучшие результаты для расстояния в мультиплетах получаются при введении экранирующего множителя. В результате субматричный элемент оператора  $H_{3'}$  будет иметь вид

$$\langle l_1 l_2 LS | H_{3'} | l_1 l_2 L' S' \rangle \simeq \frac{\alpha^2}{4} E^{(0)} Z (Z - A)^3, \quad (9)$$

где  $E^{(0)} = aE_{3'}^{(0)}$ ,  $A = -\Delta E_{3'}^{(1)}/3E_{3'}^{(0)}$ . Такая форма записи связана с некоторым учетом в (8) членов  $\sim Z^2$ ,  $Z^1$ ,  $Z^0$ . Для субматричных элементов операторов  $H_{3''}$ ,  $H_{5''}$  аналогично имеем

$$\left. \begin{aligned} \langle l_1 l_2 LS | H_{3''} | l_1 l_2 L' S' \rangle &= \frac{\alpha^2}{4} (-B) (Z - A)^3, \\ \langle l_1 l_2 LS | H_{5''} | l_1 l_2 L' S' \rangle &= \frac{\alpha^2}{4} \mathcal{E}_{cc} (Z - A)^3, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где мы ввели следующие обозначения:  $B = -a\Delta \mathcal{E}_{3''}$ ,  $\mathcal{E}_{cc} = a\Delta \mathcal{E}_{5''}$  и соответственно вместо  $Z$  написали  $Z - A$ , где  $A$  определено выше. Следует заметить, что в ряде случаев может оказаться, что член при  $Z^4$ , т. е.

$E_{3'}^{(0)}$ , равен нулю. Отличны от нуля члены первого порядка  $\Delta E_{3'}^{(1)}$ , а также  $\Delta \mathcal{E}_{3'}$ . Объединяя оба этих члена в один  $\mathcal{E}_{co}$  ( $\mathcal{E}_{co} = a[\Delta E_{3'}^{(1)} + \Delta \mathcal{E}_{3'}]$ ) и оставляя экранирующий множитель, будем иметь в этом случае

$$\langle l_1 l_2 LS | H_{3'} + H_{3''} | l_1' l_2' L' S' \rangle \simeq \frac{a^2}{4} \mathcal{E}_{co} (Z - A)^3. \quad (11)$$

Полученные таким образом численные результаты для  $E^{(0)}$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $\mathcal{E}_{co}$ ,  $\mathcal{E}_{cc}$  приведены в табл. 2.

Используя численные данные табл. 1 и 2 и выполняя соответствующую диагонализацию матриц, можно получить энергии термов автоионизационных состояний двухэлектронных систем для любых ионов. В табл. 3 приведены результаты для ряда ионов. В скобках приведены экспериментальные данные из работ [11-13]: для C V из [11], для Mg XI и S XIII из [12], для Ne IX из [13]. Как видно из сопоставления, результаты расчета хорошо согласуются с данными из [11-13] и могут быть использованы при отождествлении спектров. Длины волн для ряда других ионов приведены в [14]. Следует заметить, что вычисленные длины волн для C V в [15] хуже согласуются с отождествлением спектра, проведенном в [11], а также и с результатами настоящей работы.

Таблица 3

Длины волн переходов  $2s2p-1s2s$ ,  $2p^2-1s2p$  для изоэлектронной последовательности He.

В скобках — экспериментальные данные [11-13]

Переход	C V	O VII	Ne IX	Mg XI	Si XIII	Fe XXV
$2s2p-1s2s$	$1P_1-1S_0$ { (34.283) 34.308	— 19.214	— 12.260	— 8.4943	(6.224) 6.2284	— 1.7866
	$3P_2-3S_1$ { (34.520) 34.528	— 19.305	(12.303) 12.305	(8.518) 8.5193	(6.244) 6.2432	— 1.7875
	$3P_1-3S_1$ { 34.532 34.532	19.308 19.309	12.309 12.310	8.5230 8.5240	6.2470 6.2480	1.7916 1.7925
	$3P_0-3S_1$ { 34.532	19.309	12.310	8.5240	6.2480	1.7925
$2p^2-1s2p$	$1S_0-1P_1$ { 33.874 (34.598)	19.037 —	12.172 —	8.4441 —	6.1973 —	1.7824 —
	$3P_2-3P_2$ { 34.596 34.596	19.338 19.338	12.324 12.324	8.5313 8.5313	6.2517 6.2517	1.7919 1.7882
	$3P_2-3P_1$ { 34.595 34.599	19.336 19.341	12.322 12.327	8.5287 8.5343	6.2490 6.2547	1.7882 1.7936
	$3P_1-3P_2$ { 34.599 34.597	19.341 19.339	12.327 12.325	8.5343 8.3517	6.2547 6.2519	1.7936 1.7899
	$3P_1-3P_1$ { 34.598 34.598	19.338 19.338	12.324 12.324	8.5311 8.5311	6.2512 6.2512	1.7893 1.7893
	$3P_1-3P_0$ { 34.598 34.599	19.338 19.340	12.324 12.326	8.5311 8.3535	6.2512 6.2538	1.7893 1.7924
	$3P_0-3P_1$ { 34.599 (34.699)	19.340 —	12.326 (12.355)	8.3535 (8.550)	6.2538 (6.265)	1.7924 —
	$1D_2-1P_1$ { 34.698	19.391	12.354	8.5497	6.2636	1.7913

Дипольные матричные элементы перехода

Для дипольного матричного элемента перехода имеем

$$P(a, a') = \langle \psi_a^* | \hat{r} | \psi_a \rangle, \quad (12)$$

где « $a$ » индекс состояния системы,  $\psi_a$  — собственная функция полного гамильтониана. Теория возмущений по  $1/Z$  для  $P(a, a')$  дает

$$P(a, a') = \frac{1}{Z} P^{(0)}(a, a') + \frac{1}{Z^2} P^{(1)}(a, a') + \dots \quad (13)$$

В настоящей работе проведен расчет первых двух членов ряда по  $1/Z$  —  $P^{(0)}$  и  $P^{(1)}$ . Результаты расчета представлены в табл. 4. Выделяя зависимость от проекций моментов, будем иметь

$$P_i(a, a') \simeq \sqrt{\frac{3}{2S+1}} A_i(LMM_s, L'M'M'_s) \frac{a}{L} R(n0, 21) \left[ 1 + \frac{\tau}{L} \right]. \quad (14)$$

Таблица 4  
Численные значения  $a, \tau$

$$P_i(a, a') \approx \sqrt{\frac{3}{2s+1}} A_i(LMM_s, L'M'M'_s) \frac{a}{L} R(n0, 21) \left[1 + \frac{\tau}{L}\right]$$

Переход		$h$	$a$	$\tau$
$2s2p-2s^2$	$1P-1S$	2	$-\sqrt{2/3}$	0.266
	$1P-1S$	2	$-1/\sqrt{3}$	1.016
$1s2p-1s2s$	$3P-3S$	2	-1	0.759
	$3P-3P$	2	$-\sqrt{2}$	0.190
$2p^2-2s2p$	$1S-1P$	2	$\sqrt{2}/3$	-0.380
	$1D-1P$	2	$\sqrt{10}/3$	-0.038
	$3P-3P$	1	$-\sqrt{2}$	-0.159
$2p^2-1s2p$	$1S-1P$	1	$\sqrt{2}/3$	-0.335
	$1D-1P$	1	$\sqrt{10}/3$	-0.110
	$1P-1S$	1	$-1/\sqrt{3}$	-0.067
$2s2p-1s2s$	$3P-3S$	1	1	-0.192
$1s2p-1s^2$	$1P-1S$	1	$-\sqrt{2/3}$	-0.155

Как видно из сопоставления (13) и (14),  $\tau$  определяется как отношение  $P^{(1)}$  к  $P^{(0)}$ . Соответственно

$$A_i(LMM_s, L'M'M'_s) = \delta_{M_s, M'_s} (-1)^{M'} \begin{pmatrix} L & L' & 1 \\ M & M' & i \end{pmatrix} \quad (15)$$

определено таким образом [10], чтобы  $A_i^2$ , просуммированное по всем проекциям моментов, было равно  $(2S+1)/3$ . Для  $R(n_1l_1, n_2l_2)$  имеем

$$R(n_1l_1, n_2l_2) = \int_0^\infty dr r^3 R_{n_1l_1}(r) R_{n_2l_2}(r). \quad (16)$$

Для  $R(10, 21)$  и  $R(20, 21)$  имеем соответственно 1.2903, -5.1962. Множитель  $a$  вынесен для удобства. В табл. 4 приведены вычисленные значения  $a, \tau$  для всех возможных переходов между термами конфигураций  $2s^2, 2s2p, 2p^2, 1s2p, 1s2s, 1s^2$ . Следует заметить, что с увеличением заряда  $Z$  рассматриваемого иона мы будем иметь дело со все большим отклонением от чистой  $LS$  связи. В этом случае для определения дипольных матричных элементов, сил осцилляторов, вероятностей переходов необходимо пользоваться формулой, учитывающей собственные векторы  $C_{LS}^J$  матрицы энергий (табл. 1, 2). Соответственно для матричного элемента в этом случае будем иметь

$$P_i(a, a') = (-1)^{J'+M'} \sqrt{3} \begin{pmatrix} J & J' & 1 \\ M_j & -M_{j'} & i \end{pmatrix} \times$$

$$\times \frac{1}{Z} \sum_{LL'S} (-1)^{J+S+1} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ L' & L & S \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{(2J+1)(2J'+1)}{2S+1}} C_{LS}^J C_{L'S}^{J'} a_{LS}^{L'S} (1 + \tau_{LS}^{L'S}/L), \quad (17)$$

где мы индексами  $LS, L'S$  снабдили  $a$  и  $\tau$ .

Как известно, зависимость от  $L$  для сил осцилляторов при переходах с изменением главного квантового числа имеет вид  $f = \alpha(1 + \beta/Z)$ . Для перехода  $2p^2 1D-1s2p 1P$  величина  $\beta \sim -0.3$ . Таким образом, при изменении  $Z$  от 2 до 30  $f$  должно измениться  $\sim 15\%$ , если не будет учтено при этом нарушение  $LS$ -связи. В случае нарушения, т. е. при использовании

формулы (17), мы имеем для  $f$  следующие численные значения: для  $Z = 2$   $f = 1.183$ , при увеличении  $Z$   $f$  сначала увеличивается и для  $Z = 10$  равно 1.330, затем начинает уменьшаться — для  $Z = 20$   $f = 1.108$ , а для  $Z = 28$   $f = 0.562$ . Соответственно для вероятности перехода  $A$

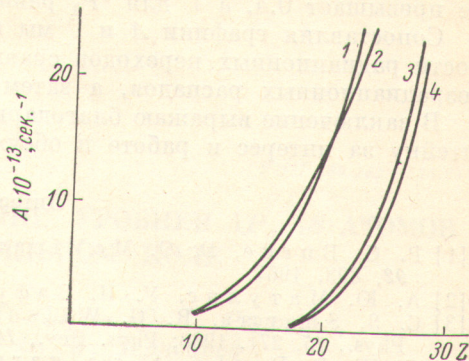
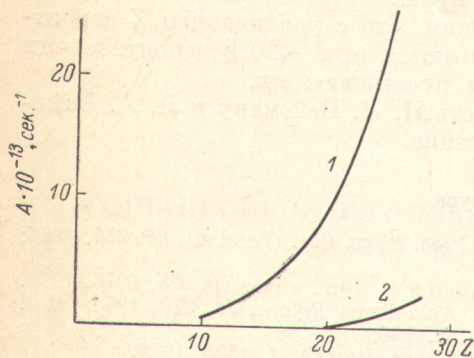


Рис. 1. Вероятность радиационного перехода  $2s2p-1s2s$ , как функция от  $Z$ .

1 —  $^1P_1-^1S_0$ ,  $^3P_0$ ,  $^1P_1-^3S_1$ ; 2 —  $^3P_1-^1S_0$ ,  $^1P_1-^3S_1$ .

Рис. 2. Вероятность радиационного перехода  $2p^2-1s2p$ , как функция от  $Z$ .

1 —  $^1D_2-^1P_1$ , 2 —  $^1S_0-^1P_1$ , 3 —  $^1D_2-^3P_1$ , 4 —  $^1D_2-^3P_2$ .

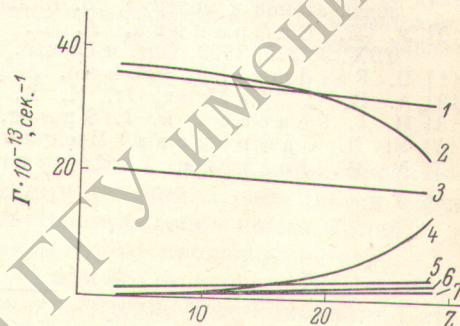
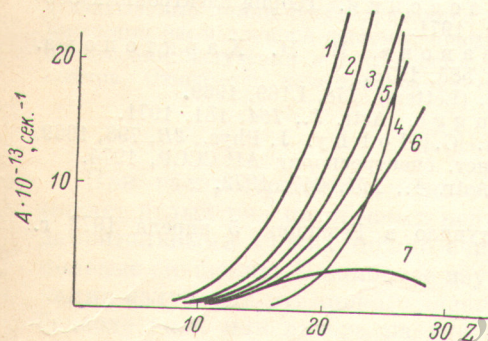


Рис. 3. Вероятность радиационного перехода  $2p^2-1s2p$ , как функция от  $Z$ .

1 —  $^3P_0-^3P_1$ , 2 —  $^3P_2-^3P_2$ , 3 —  $^3P_1-^3P_2$ , 4 —  $^3P_2-^1P_1$ , 5 —  $^3P_1-^3P_0$ , 6 —  $^3P_1-^3P_1$ , 7 —  $^3P_2-^3P_1$ .

Рис. 4. Вероятность безрадиационного распада, как функция от  $Z$ .

1 —  $^1D_2(2p^2)$ , 2 —  $^1S_0(2s^2)$ , 3 —  $^1P_1(2s2p)$ , 4 —  $^3P_2(2p^2)$ , 5 —  $^1S_0(2p^2)$ , 6 —  $^3P_1(2s2p)$ , 7 —  $^3P_0(2s2p)$ .

зависимость от  $Z$  имеет вид  $A \approx \gamma Z^4 (1 + \sigma/Z)$ . На рис. 1—3 приведена зависимость от  $Z$  для  $A$  для переходов  $2s2p-1s2s$ ,  $2p^2-1s2p$ , причем приведены графики как для разрешенных переходов, так и для интеркомбинационных. Так, вероятность интеркомбинационного перехода  $2p^2\ ^3P_2-1s2p\ ^1P_1$  при  $Z > 20$  по порядку величины сравнивается с разрешенными переходами  $2p^2\ ^3P-1s2p\ ^3P$  (рис. 3). Достаточно быстро растет вероятность интеркомбинационных переходов  $2p^2\ ^1D_2-1s2p\ ^3P_1\ ^3P_2$  (рис. 2).

### Ширины уровней

Ширины уровней для рассматриваемых автоионизационных состояний приведены в [2]. В [2] было показано, что ширины уровней, а следовательно, и вероятности безрадиационных распадов при разложении в ряд по  $1/Z$  ведут себя следующим образом:  $\Gamma_0 + b/Z + \dots$ , т. е. основным членом разложения является первый. Таким образом, с увеличением кратности ионизации ширины уровней, а соответственно и вероятности безрадиационных распадов будут мало меняться. На рис. 4 приведены графики зависимости вероятностей безрадиационных распадов  $\Gamma$  от  $Z$ . Как было показано в [2],  $\Gamma_0$  для терма  $2p^{23}P$  равно нулю, таким образом,

$\Gamma$  для этого терма может быть отлично от нуля лишь за счет отклонения от чистой  $LS$ -связи. Соответственно зависимость от  $Z$  для этого терма будет более ярко выражена, чем для тех термов, для которых  $\Gamma_0$  не равно нулю. На рис. 4 приведен график  $\Gamma$  для уровня  ${}^3P_2$ ,  $\Gamma$  для  ${}^3P_0$  для  $L \sim 30$  не превышает 0.4, а  $\Gamma$  для  ${}^3P_1$  равно нулю.

Сопоставляя графики  $A$  и  $\Gamma$  мы видим, что с увеличением  $Z$  вероятности радиационных переходов сравниваются при  $\sim 20$  с вероятностями безрадиационных распадов, а затем и превышают их.

В заключение выражаю благодарность И. Л. Бейгману и Л. А. Вайнштейну за интерес к работе и обсуждение.

#### Литература

- [1] P. G. Burke, D. O. McVicar. Proc. Phys. Soc. (London), 86, 989, 1965; 92, 893, 1967.
- [2] А. Ю. Матулис, У. И. Сафронова. Опт. и спектр., 28, 1076, 1970.
- [3] C. S. Sharma, R. G. Wilson. Acta Phys. Polon., 34, 979, 1968; Mol. Phys., 15, 271, 1968; Phys. Rev., 181, 39, 1969.
- [4] G. W. F. Drake, A. Dalgarno. Phys. Rev. A, 1, 1325, 1970.
- [5] Е. П. Иванова, У. И. Сафронова. Опт. и спектр., 33, 601, 1972.
- [6] R. E. Knight, C. W. Scherr. Rev. Mod. Phys., 35, 431, 1963.
- [7] У. И. Сафронова, В. Н. Харитонова. Опт. и спектр., 28, 1039, 1970; 28, 1050, 1970.
- [8] Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматгиз, М., 1960.
- [9] У. И. Сафронова, Л. Н. Лабзковский. Теория электронных оболочек атомов и молекул, 73. Вильнюс, 1971.
- [10] У. И. Сафронова, А. И. Иванова, В. Н. Харитонова. ТЭХ, 5, 325; 1969; Опт. и спектр., 28, 585, 1970.
- [11] U. Feldman, L. Cohen. Astr. J. (Letters), 158, L169, 1969.
- [12] A. V. C. Walker, Jr., H. R. Ruggie. Astr. J., 164, 181, 1971.
- [13] H. J. Reasock, P. J. Speer, M. G. Hobby. J. Phys., 2B, 798, 1969.
- [14] У. И. Сафронова. Препринт Инст. спектроскопии АН СССР, 1974.
- [15] N. W. Jalufka, J. Cooper. Astr. J., 171, 647, 1972.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1973 г.