

## ВЕРоятНОСТИ МАГНИТНЫХ ДИПОЛЬНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ ИЗОЭЛЕКТРОННЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ Li, Be, F

Н. С. Оболадзе и У. И. Сафронова

Приведены аналитические формулы для вероятностей переходов  $M1$  и  $E2$  для переходов в конфигурациях  $1s^2 2p$ ,  $1s^2 2s^2 2p$ ,  $1s^2 2p^5$ ,  $1s^2 2s^2 2p^5$ . Для изоэлектронной последовательности Li проведено сопоставление вероятностей  $M1$ ,  $E2$  с вероятностью перехода  $E1$  для  $Z=10\div 100$ . Показано, что для больших кратностей ионизации вероятность перехода  $M1$  сравнивается с вероятностью перехода  $1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 2p^2 P_{1/2}$ . Для изоэлектронной последовательности Be приведены результаты расчета вероятностей переходов  $M1$ ,  $E2$  для конфигураций  $1s^2 2s 2p$  и  $1s^2 2p^2$ . Проводится сопоставление вероятностей переходов  $E2$  и  $M1$ . Результаты настоящего расчета сравниваются с результатами других авторов.

Расчету вероятностей переходов внутри одной конфигурации посвящено значительно меньше работ, чем расчету вероятностей электрических дипольных переходов между конфигурациями [1]. Это связано, в первую очередь, с малой вероятностью таких переходов по сравнению с хорошо изученными переходами  $E1$ . Вероятность магнитных дипольных ( $M1$ ) и электрических квадрупольных ( $E2$ ) на несколько порядков ниже вероятности переходов  $E1$ . Несмотря на это, такие переходы наблюдаются в спектрах солнечной короны (например, переход  $1s^{21}S_0 - 1s2s^3S_1$ ), также в спектрах газовых туманностей (например, переходы в конфигурации  $1s^2 2s^2 2p^3$  однократного иона кислорода). Последним переходам посвящена работа [2], где показано, что наряду с магнитными дипольными переходами необходимо учесть и электрические квадрупольные переходы, которые для рассматриваемых переходов оказались сравнимыми с переходами  $M1$ . Обычно же, когда переходы  $M1$  разрешены, то переходы  $E2$  не имеет смысла учитывать, так как их вероятность обычно на один-два порядка меньше вероятности перехода  $M1$  [3, 4]. Правила отбора  $\Delta J=2$ , имеющие место для переходов  $E2$ , позволяют наблюдать только электрические квадрупольные переходы в отсутствие переходов магнитных дипольных. Переходы  $E2$  изучались в работе [5], где были рассчитаны радиальные интегралы  $\langle R_{2p} | r^2 | R_{2p} \rangle$  для ионов  $Cl - Na VI$  (конфигурация  $1s^2 2s^2 2p^2$ ). В совсем недавней работе [5] изучались ионы изоэлектронной последовательности  $OI$ .

В работах [6, 7] изучались все возможные переходы в конфигурации  $1s2p$ .

В настоящей работе мы рассмотрим изоэлектронные последовательности ионов Li, F, Be. Как будет показано в работе, при увеличении кратности ионизации в ряде случаев рассматриваемые нами переходы могут сравниваться с переходами  $E1$ . Это еще раз подтверждает необходимость изучения таких переходов, так как экспериментальные возможности сейчас растут очень быстро и кратности ионизации 30—40 сейчас уже не кажутся фантастическими.

Для вероятностей переходов в конфигурации  $1s^2 2p$  имеем соответственно для  $M1$  и  $E2$  [9]

$$W^{M1} ({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = \frac{1}{18} \alpha^2 (\Delta E)^3 320 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}, \quad (1)$$

$$W^{E2} ({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = \frac{1}{150} \alpha^2 (\Delta E)^5 R^2(21, 21) 320 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}, \quad (2)$$

где  $\alpha = 1/137.036$ ,  $\Delta E$  — энергия перехода в атомных единицах,  $R(21, 21)$  — квадрупольный радиальный интеграл. Для энергии перехода из [10] имеем

$$\Delta E = \frac{\alpha^2}{32} (Z - 1.4926)^3 (Z - 2.5021). \quad (3)$$

Для квадрупольного радиального интеграла расчет проводился аналогично расчету дипольного радиального интеграла [11]. Поэтому мы не будем останавливаться на деталях расчета, а приведем сразу окончательный результат (в ат. ед.)

$$R(21, 21) = \frac{30}{(Z - 1.7063)^2}. \quad (4)$$

Подставляя (3) и (4) в (1) и (2), находим окончательно

$$W^{M1} ({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = 0.4383 \cdot 10^{-12} (Z - 1.4926)^9 (Z - 2.5021)^3 \text{ c}^{-1}, \quad (5)$$

$$W^{E2} ({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = 1.314 \cdot 10^{-22} \frac{(Z - 1.4926)^{15} (Z - 2.5021)^5}{(Z - 1.7063)^4} \text{ c}^{-1}. \quad (6)$$

Таблица 1

Вероятности переходов для ионов с  $Z = 10 \div 100$  конфигурации  $1s^2 2p$ ,  $1s^2 2s$

Z	M1 $1s^2 2p$ ${}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	E2 $1s^2 2p$ ${}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}$	E1 $1s^2 2p - 1s^2 2s$ ${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$	E1 $1s^2 2p - 1s^2 2s$ ${}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$
10	0.430-1	0.582-7	0.567 + 9	0.589 + 9
20	0.597 + 3	0.196-1	0.135 + 10	0.199 + 10
30	0.113 + 6	0.188 + 2	0.234 + 10	0.783 + 10
40	0.430 + 7	0.274 + 4	0.370 + 10	0.378 + 11
50	0.698 + 8	0.113 + 6	0.564 + 10	0.185 + 12
60	0.669 + 9	0.230 + 7	0.846 + 10	0.827 + 12
70	0.448 + 10	0.290 + 8	0.126 + 11	0.324 + 13
80	0.231 + 11	0.259 + 9	0.186 + 11	0.111 + 14
90	0.978 + 11	0.177 + 10	0.274 + 11	0.340 + 14
100	0.354 + 12	0.987 + 10	0.400 + 11	0.937 + 14

В табл. 1 приведены численные результаты для  $W$ , рассчитанные по формулам (5) и (6) для  $Z = 10 \div 100$ . Как видно из табл. 1, вероятности быстро растут с увеличением  $Z$ . В пределе больших  $Z$  мы имеем

$$W^{M1} ({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = 0.4383 \cdot 10^{-12} Z^{12} \left(1 - \frac{1}{Z} 20.94\right) \text{ c}^{-1}. \quad (7)$$

$$W^{E2} ({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = 1.314 \cdot 10^{-22} Z^{16} \left(1 - \frac{1}{Z} 28.074\right) \text{ c}^{-1}. \quad (8)$$

Столь сильная зависимость от  $Z$  приводит к тому, что для больших  $Z$  эти вероятности могут сравниваться с вероятностями электрических дипольных переходов. Это связано с тем, что при больших  $Z$  уровни  $1s^2 2s^2 S_{1/2}$  и  $1s^2 2p^2 P_{1/2}$  сближаются. Так, из [10] имеем для данной разности энергий

$$-E (1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 2p^2 P_{1/2}) = 0.07072Z - 0.1204 + \alpha^2 Z^3 0.10867. \quad (9)$$

При  $Z=100$  для каждого из слагаемых соответственно имеем: 7.072, -0.1204, 5.79. Таким образом, при столь больших  $Z$  вклад релятивистского члена  $\sim \alpha^2 Z^3$  сравним с вкладом от нерелятивистских членов [0.2 первых слагаемых в (9)]. Для энергии перехода  ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$  вклад релятивистского члена расчет значительно быстрее. Из [8] имеем

$$-E(1s^2 2s^2 S_{1/2} - 1s^2 2p^2 P_{3/2}) = 0.07072Z - 0.1204 + \alpha^2 Z^4 \left[ \frac{1}{32} - \frac{0.1094}{Z} \right]. \quad (10)$$

При  $Z=100$  вклад от релятивистского члена равен 160.8, что в 20 раз превышает вклад от нерелятивистского члена. Таким образом, вероятность перехода  ${}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$  будет расти значительно быстрее, чем вероятность перехода  ${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$ . Для сравнения в табл. 1 в двух последних столбцах мы привели вероятности двух последних переходов, рассчитанные по формулам работы [10]. Как и следовало ожидать, вероятности перехода  $W^{E1}({}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2})$  при  $Z \approx 70 \div 80$  сравниваются с вероятностями перехода  $W^{M1}({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2})$ . Для  $W({}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2})$  при больших  $Z$  имеем из [10]

$$W^{E1}({}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2})_{Z \rightarrow \infty} \approx 0.885 \cdot 10^{-6} Z^{10} \text{ с}^{-1}. \quad (11)$$

Переходы в конфигурациях  $1s^2 2s^2 2p$ ,  $1s^2 2p^5$ ,  $1s^2 2s^2 2p^5$

Для переходов в конфигурации  $1s^2 2s^2 2p$  по сравнению с вышеописанными переходами в конфигурации  $1s^2 2p$  следует учесть вклад  $2s$ -электронов в формулах для  $W^{M1}$  и  $W^{E2}$ . Опуская все промежуточные выкладки, получаем

$$W^{M1}({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = 0.4383 \cdot 10^{-12} (Z - 1.9493)^9 (Z - 2.5177)^3 \text{ с}^{-1}, \quad (12)$$

$$W^{E2}({}^2P_{3/2} - {}^2P_{1/2}) = 1.314 \cdot 10^{-22} \frac{(Z - 1.9493)^{15} (Z - 2.5177)^5}{(Z - 2.3580)^4} \text{ с}^{-1}. \quad (13)$$

Для  $Z=10$  вероятности для рассматриваемых состояний составляют 0.6 от вероятностей, приведенных в табл. 1 для конфигурации  $1s^2 2p$ . С увеличением  $Z$  это отличие еще уменьшается. Так, для  $Z=20$  это отношение составляет уже 80%.

Для переходов в конфигурациях  $1s^2 2p^5$ ,  $1s^2 2s^2 2p^5$  верхним является уровень  ${}^2P_{1/2}$ , и поэтому в формулах для вероятностей нужно поставить дополнительный множитель «2». Таким образом, для вероятностей  $1s^2 2p^5$ ,  $1s^2 2s^2 2p^5$  имеем

$$W^{M1}({}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}) = 0.8766 \cdot 10^{-12} (Z - \alpha)^9 (Z - \beta)^3 \text{ с}^{-1}, \quad (14)$$

$$W^{E2}({}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}) = 2.628 \cdot 10^{-22} \frac{(Z - \alpha)^{15} (Z - \beta)^5}{(Z - \tau)^4} \text{ с}^{-1}, \quad (15)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\tau$  равны

$$\left. \begin{array}{ll} 1s^2 2p^5 & 1s^2 2s^2 2p^5 \\ \alpha = 2.6560 & \alpha = 3.4132 \\ \beta = 2.8302 & \beta = 2.8458 \\ \tau = 3.3192 & \tau = 3.9709 \end{array} \right\} \quad (16)$$

Экранировка для данных состояний несколько выше, чем для рассмотренных выше. Отношение данных вероятностей к вероятностям перехода в конфигурации  $1s^2 2p$  для  $Z=10$  составляет для  $W^{M1}$  47 и 20%, для  $W^{E2}$  66.0 и 33% соответственно для  $1s^2 2p^5$  и  $1s^2 2s^2 2p^5$ . Выделяя зависимость от  $Z$  представим (14) и (15) в следующем виде:

$$W^{M1}({}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}) = 0.8766 \cdot 10^{-12} Z^{12} F^{M1}(Z), \quad (17)$$

$$W^{E2}({}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}) = 2.628 \cdot 10^{-22} Z^{16} F^{E2}(Z). \quad (18)$$

На рис. 1 представлены  $F(Z)$  для  $Z=10 \div 100$  для конфигурации  $1s^2 2p^5$  и  $1s^2 2s^2 2p^5$ . Как видно из рис. 1, даже для  $Z=100$   $F(Z)$  не превышает 0.7. Таким образом, влияние экранировки довольно существенно.

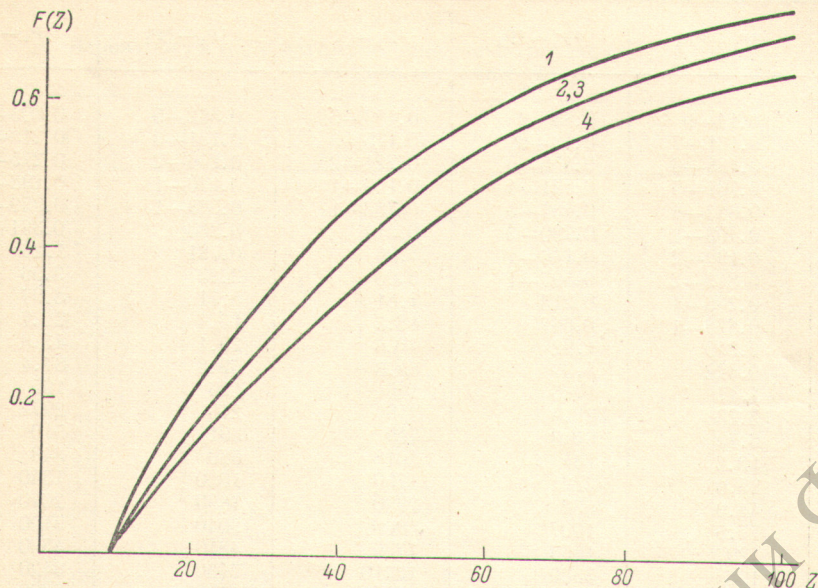


Рис. 1. Функция  $F(Z)$ ;  $W^{M1}({}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}) = 0.8766Z^{12} \cdot 10^{-12} F^{M1}(Z) \text{ с}^{-1}$ ,  
 $W^{E2}({}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}) = 2.628Z^{16} \cdot 10^{-22} F^{E2}(Z) \text{ с}^{-1}$ .  
 1 —  $M1, s^2 2p^5$ , 2 —  $M1, 1s^2 2s^2 2p^5$ , 3 —  $E2, 1s^2 2p^5$ , 4 —  $E2, 1s^2 2s^2 2p^5$ .

### Магнитные дипольные переходы для изоэлектронной последовательности Ве

Рассмотрим переходы в конфигурации  $1s^2 2s 2p$ . В данной конфигурации разрешенными являются переходы  ${}^3P_2 - {}^3P_1$ ,  ${}^3P_1 - {}^3P_0$ . Для данных переходов имеем

$$\left. \begin{aligned} W({}^3P_1 - {}^3P_0) &= \frac{1}{9} a^2 (\Delta E)^3 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \\ W({}^3P_2 - {}^3P_1) &= \frac{1}{12} a^2 (\Delta E)^3 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Результаты расчета представлены в первых двух столбцах табл. 2. Обсудим полученные результаты.

Для малых  $Z$  для  $\Delta E$  имеем

$$\left. \begin{aligned} \Delta E({}^3P_1 - {}^3P_0) &= \frac{1}{6} \xi_{s0} - \frac{1}{2} \xi_{ss}, \\ \Delta E({}^3P_2 - {}^3P_1) &= \frac{1}{3} \xi_{s0} + \frac{1}{5} \xi_{ss}, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \xi_{s0} &= \frac{a^2}{16} (Z - 1.7520)^3 (Z - 2.5958), \\ \xi_{ss} &= \frac{a^2}{4} 0.039062 (Z - 1.7520)^3. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Таким образом, ограничиваясь ведущими членами разложения в (21) и подставляя (21) и (20) в (18), мы находим, что  $W({}^3P_2 - {}^3P_1)$  в 9 раз превышает  $W({}^3P_1 - {}^3P_0)$ . Это и подтверждается численными данными из табл. 2. Для малых  $Z$  (4, 5) сказывается влияние экранировки и это

Таблица 2

Вероятности ( $\text{с}^{-1}$ ) магнитно-дипольных переходов для ионов с  $Z=4 \div 42$  конфигурации  $1s^2s2p$ 

$Z$	${}^3P_1 - {}^3P_0$	${}^3P_2 - {}^3P_1$	${}^1P_1 \sim {}^3P_0$	${}^1P_1 - {}^3P_1$	${}^1P_1 - {}^3P_2$
4	0.14—9	0.83—9	0.483—5	0.362—5	0.603—5
5	0.131—7	0.13—6	0.175—3	0.131—3	0.218—3
6	0.488—6	0.355—5	0.221—2	0.166—2	0.275—2
7	0.701—5	0.521—4	0.160—1	0.120—1	0.198—1
8	0.643—4	0.461—3	0.782—1	0.583—1	0.959—1
9	0.403—3	0.290—2	0.314	0.233	0.381
10	0.199—2	0.146—1	1.06	0.781	1.26
11	0.813—2	0.597—1	3.03	2.23	3.56
12	0.286—1	0.213	7.81	5.71	8.97
13	0.878—1	0.667	18.5	13.4	20.7
14	0.240	1.92	40.6	29.1	43.8
15	0.622	5.07	84.3	59.8	87.4
16	1.47	12.5	166	116	165
17	3.23	28.9	316	218	297
18	6.73	63.8	719	391	510
19	13.2	134	1018	680	843
20	25.0	272	1750	1030	1340
21	44.9	532	2930	1890	2070
22	77.5	1007	4800	3040	3100
23	129	1853	7730	4810	4530
24	198	3320	12210	7460	6420
25	324	5810	18970	11390	8900
26	489	9930	29050	17160	12070
27	718	16640	43940	25570	16020
28	1018	27650	65540	37630	20840
30	1928	72050	0.141176	79330	33480
35	6695	535100	0.808916	0.447476	84650
40	0.1587	0.332917	0.379917	0.2151 + 7	0.1644 + 6
42	0.2078 + 5	0.7178 + 7	0.6729 + 7	0.3871 + 7	0.2035 + 6

отношение несколько меньше 9. Для больших  $Z$ , наоборот, это отношение начинает расти. Это связано с влиянием уровня  ${}^1P_1$ . Уровень  ${}^3P_1$  начинает сдвигаться за счет уровня  ${}^1P_1$ . Для  $Z=10$  этот сдвиг равен  $5.5 \text{ см}^{-1}$ , что составляет лишь 0.37% от  $\Delta E ({}^3P_2 - {}^3P_0)$ . Для  $Z=40$  этот сдвиг уже равен  $250\,000 \text{ см}^{-1}$ , что составляет 20% от  $\Delta E ({}^3P_2 - {}^3P_0)$ . В результате уровень  ${}^3P_1$  приближается к уровню  ${}^3P_0$  и соответственно вероятность уменьшается. В результате отношение вероятностей для  $Z=40$  составляет уже 240. Примесь уровня  ${}^1P_1$  к уровню  ${}^3P_1$  приводит к наличию еще трех переходов в конфигурации  $1s^2s2p$ . Для этих переходов имеем

$$\left. \begin{aligned} W({}^1P_1 - {}^3P_0) &= \frac{1}{9} \alpha^2 \Delta E^3 ({}^1P_1 - {}^3P_0) C^2 ({}^1P_1, {}^3P_1) 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \\ W({}^1P_1 - {}^3P_1) &= \frac{1}{12} \alpha^2 \Delta E^3 ({}^1P_1 - {}^3P_1) C^2 ({}^1P_1, {}^3P_1) 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \\ W({}^1P_1 - {}^3P_2) &= \frac{5}{36} \alpha^2 \Delta E^3 ({}^1P_1 - {}^3P_2) C^2 ({}^1P_1, {}^3P_1) 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \right\} (22)$$

Результаты расчета приведены также в табл. 2. Расстояние между уровнями  ${}^1P_1 - {}^3P_J$  пропорционально  $Z$ . Коэффициент  $C ({}^1P_1, {}^3P_1)$  пропорционален  $\alpha^2 Z^3$ . В результате  $W ({}^1P_1 - {}^3P_J)$  пропорциональна  $\alpha^6 Z^9$ . Вероятности рассмотренных выше переходов пропорциональны  $\alpha_8 Z^{12}$ . Отношение вероятностей равно  $Z^9 / \alpha^2$ . Как показывает расчет, это отношение становится равным единице для  $Z=30 \div 40$ . Для меньших значений  $Z$  интеркомбинационные переходы значительно больше, чем разрешенные. Это как раз наоборот, чем для электрических дипольных переходов.

В табл. 3 приведены вероятности переходов в конфигурации  $1s^22p^2$ . Расчет полностью аналогичен расчету вероятностей в конфигурации

$1s^2 2s 2p$  и не будем останавливаться на деталях расчета. К двум разрешенным переходам  ${}^3P_1 - {}^3P_0$ ,  ${}^3P_2 - {}^3P_1$  здесь примешаны переходы  ${}^1S_0 - {}^3P_1$ ,  ${}^1D_2 - {}^3P_1$  и  ${}^1D_2 - {}^3P_2$ .

Таблица 3

Вероятности ( $\text{с}^{-1}$ ) магнитно-дипольных переходов для ионов  $Z = 4 \div 42$  конфигурации  $1s^2 2p^2$

Z	${}^3P_1 - {}^3P_0$	${}^3P_2 - {}^3P_1$	${}^1S_0 - {}^3P_1$	${}^1D_1 - {}^3P_1$	${}^1D_2 - {}^3P_2$
4	0.18—10	0.11—9	0.37—4		
5	0.92—8	0.46—7	0.13—2	0.13—4	0.39—4
6	0.44—6	0.18—5	0.20—1	0.27—3	0.81—3
7	0.70—5	0.225—4	0.15	0.241—2	0.70—2
8	0.682—4	0.289—3	0.80	0.140—1	0.402—1
9	0.456—3	0.193—2	3.21	0.610—1	0.171
10	0.240—2	0.982—2	10.9	0.216	0.589
11	0.105—1	0.405—1	31.6	0.667	1.75
12	0.393—1	0.1425	81.8	1.83	4.57
13	0.1318	0.4388	193	4.60	10.9
14	0.3623	1.206	422	10.8	24.2
15	1.144	3.027	846	23.9	49.7
16	3.042	6.956	1680	50.6	97.4
17	7.656	14.80	3110	103	182
18	18.38	29.35	5530	203	329
19	42.29	54.33	9490	389	573
20	93.68	94.77	15780	705	950
21	300.3	155.3	25510	1324	1629
22	414.6	240.6	40210	2358	2693
23	831.9	353.3	61960	4113	4372
24	1621	494.0	93110	6865	6843
25	3071	661.1	0.1391 + 6	11720	11240
26	5667	851.3	0.2032 + 6	19200	17770
27	10190	1061	0.2927 + 6	30850	27860
28	17970	1278	0.4219 + 6	48640	43240
30	51520	1762	0.8268 + 6	0.1153 + 6	0.1011 + 6
35	506100	3123	0.3832 + 7	0.7902 + 6	0.7080 + 6
40	0.3369 + 7	4701	0.1527 + 8	0.4170 + 7	0.3925 + 7
42	0.6610 + 7	8186	0.2567 + 8	0.7651 + 7	0.7167 + 7

Электрические квадрупольные переходы для изоэлектронной последовательности Ве

В конфигурации  $1s^2 2s 2p$  мы имеем также два разрешенных перехода

$$\left. \begin{aligned} W({}^3P_2 - {}^3P_0) &= \frac{1}{375} a^2 (\Delta E)^5 R^2 (21, 21) 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \\ W({}^3P_2 - {}^3P_1) &= \frac{3}{500} a^2 (\Delta E)^5 R^2 (21, 21) 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

В конфигурации  $1s^2 2p^2$  мы имеем еще один разрешенный переход

$$W({}^1S_0 - {}^1D_2) = \frac{4}{75} a^2 (\Delta E)^5 R^2 (21, 21) 320 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \quad (24)$$

Добавление интеркомбинационных переходов приводит к наличию еще двух переходов в конфигурации  $1s^2 2s 2p$  и четырех переходов в конфигурации  $1s^2 2p^2$ . Результаты расчета представлены на рис. 2—4. Для разрешенных переходов вероятность пропорциональна  $Z^{16}$ . Принимая во внимание формулы (6), (13), (15), мы представили  $W$  в следующем виде:

$$W(LS - L'S) = (Z - 2)^{16} \cdot 10^{-23} F(LS, L'S) \text{ с}^{-1}. \quad (25)$$

На рис. 2 приведены величины  $F$ , как функции  $Z$ . Для интеркомбинационных переходов зависимость  $E$  от  $Z$  довольно сложная. Для небольших  $Z$   $E \sim Z$ , для  $Z \approx 20 \div 30$  в ряде случаев  $E \sim Z^4$  [см. формулы (9)

и (10)]. Учитывая, что  $C \sim Z^3$ , мы будем иметь зависимость  $W$  от  $Z$  в очень широком интервале. При  $E \sim Z$   $W \simeq Z^7$ , при  $E \sim Z^4$   $W \sim Z^{22}$ ; эта неравно-

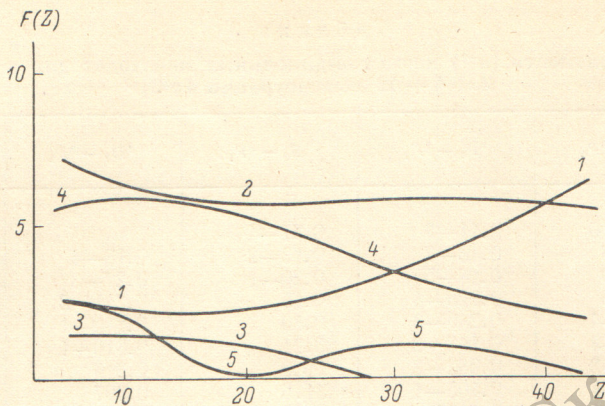


Рис. 2. Функция  $F(Z)$ ;  $W^{E2} = (Z-2)^{16} \cdot 10^{-23} F(Z) c^{-1}$ .

1 —  ${}^3P_2 - {}^3P_1$  ( $1s^2 2s 2p$ ), 2 —  ${}^3P_2 - {}^3P_0$  ( $1s^2 2s 2p$ ), 3 —  ${}^3P_2 - {}^3P_1$  ( $1s^2 2p^2$ ), 4 —  ${}^3P_2 - {}^3P_0$  ( $1s^2 2p^2$ ), 5 —  ${}^1D_2 - {}^3P_0$  ( $1s^2 2p^2$ ).

мерная зависимость прослеживается на рис. 3, где мы привели отношение  $W/Z^7$ . На рис. 4 мы привели  $W$  для перехода  ${}^1S_0 - {}^1D_2$ . Для этого перехода

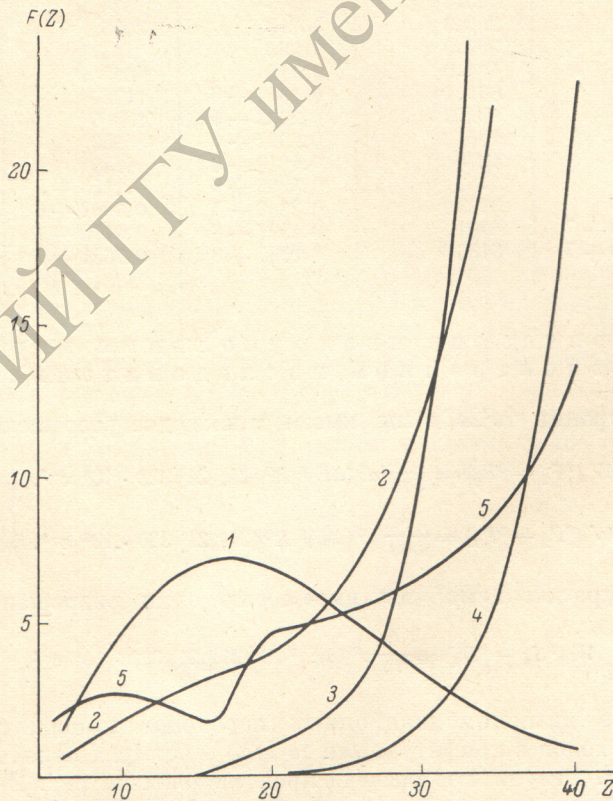


Рис. 3. Функция  $F(Z)$ ;  $W^{E2} = Z^7 10^{-10} F(Z) c^{-1}$ .

1 —  ${}^1P_1 - {}^3P_2$  ( $1s^2 2s 2p$ ), 2 —  ${}^1P_1 - {}^3P_2$  ( $1s^2 2s 2p$ ), 3 —  ${}^1D_2 - {}^3P_1$  ( $1s^2 2p^2$ ), 4 —  ${}^1D_2 - {}^3P_2$  ( $1s^2 2p^2$ ), 5 —  $-W^2 = Z^{10} \cdot 10^{-8} F(Z)$ ;  $F(Z)$  для  ${}^1S_0 - {}^3P_2$  ( $1s^2 2p^2$ ).

$W \sim Z$ . До  $Z=20$  эта зависимость имеет место. Затем  $W$  начинает уменьшаться, так как все существеннее начинает сказываться примесь уровней  ${}^3P_0$  и  ${}^3P_2$ .

Таблица 4

Вероятности переходов для Ar XV ( $1s^22s2p$ )

Терм	Тип перехода	W настоящая работа	W [4]
$^3P_2 - ^3P_1$ {	E1	0.638 + 2	0.625 + 2
	E2	0.399 - 3	0.366 - 3
$^3P_2 - ^3P_0$ $^3P_1 - ^3P_0$	E2	0.106 - 2	0.103 - 2
	M1	0.673 + 1	0.737 + 1
$^1P_1 - ^3P_2$ {	M1	0.510 + 3	0.492 + 3
	E2	0.437	0.408
$^1P_1 - ^3P_1$ {	M1	0.391 + 3	0.375 + 3
	E2	0.219	0.203
$^1P_1 - ^3P_0$	M1	0.719 + 3	0.555 + 3

В заключение мы провели сравнение наших расчетов с данными из работы [4]. В табл. 4 приведены результаты для Ar XV (конфигурация  $1s^22s2p$ ). Как видно из сопоставления, результаты достаточно хорошо совпадают.

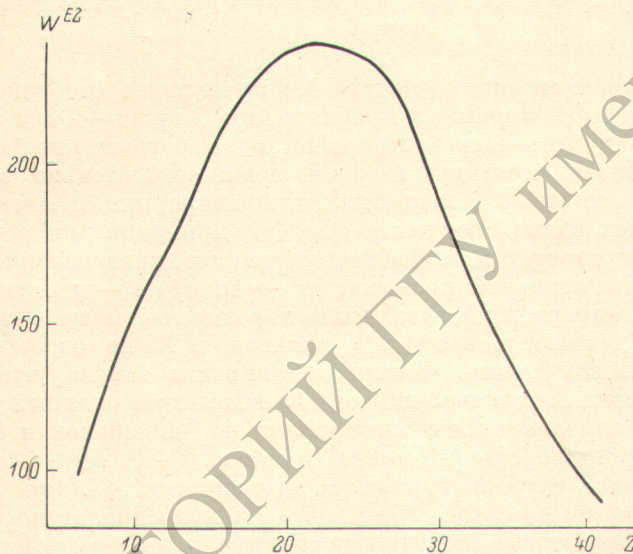


Рис. 4. Вероятность электрического квадрупольного перехода  $^1S_0 - ^1D_2$  ( $1s^22p^2$ ) для  $Z=6 \div 40$ .

## Литература

- [1] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Miles. Atomic Transition Probabilities. NSRDS-NBS 22, 1969.
- [2] M. I. Seaton, D. E. Osterbrock. *Astroph. J.*, 125, 66, 1957.
- [3] R. H. Garstang. *Ann. Astr.*, 25, 109, 1962.
- [4] T. K. Krueger, S. J. Czyzak. *Astroph. J.*, 144, 1194, 1966.
- [5] G. Froese. *Astr. J.*, 145, 932, 1966.
- [6] E. Biemont, M. Codefroid. *Phys. Scr.*, 18, 323, 1978.
- [7] U. I. Safronova, G. L. Klimchitskaya, L. N. Labzowsky. *J. Phys.*, 7, 2471, 1974.
- [8] С. А. Запрягаев, В. С. Пальчиков, У. И. Сафронова. Препринт ИСАН. № 1, 1978.
- [9] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Москва, 1963.
- [10] U. I. Safronova. *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 14, 251, 1974.
- [11] А. О. Сафронова, У. И. Сафронова, С. В. Христенко. *Опт. и спектр.*, 42, 417, 1977.

Поступило в Редакцию 20 июня 1979 г.