

## ВЕРОЯТНОСТИ ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ ОДНОФОТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

П. Г. Бодашко, С. А. Запругаев, У. И. Сафронова и В. С. Сенашенко

Проведен расчет двухэлектронных однофотонных переходов для дырочных состояний в оболочках с заполненными слоями  $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d$ . Рассмотрены следующие переходы:  $1s^{-1}2l^{-1}-3l_1^{-1}3l^{-1}_2$ ,  $2l_1^{-1}2l_2^{-1}-3l_3^{-1}3l_4^{-1}$ . При расчете использовалась кулоновская функция Грина.

В настоящее время быстро развиваются экспериментальные исследования процессов образования и распада высоковозбужденных состояний атомов и ионов с двумя вакансиями во внутренних оболочках. После первых наблюдений одноэлектронных однофотонных переходов  $L$ -электронов в  $K$ -оболочку с двумя вакансиями [1, 2] вскоре были получены экспериментальные данные о коррелированном распаде высоковозбужденных дырочных состояний, образующихся в  $K$ - и  $L$ -оболочках [3-7]. В этих работах ряда атомов и ионов с высоким разрешением была исследована дискретная структура наблюдаемых рентгеновских спектров, изменены энергии коррелированных переходов, получены отношения вероятностей одно- и двухэлектронных однофотонных переходов в  $L$ -оболочку с двумя вакансиями к полной вероятности распада дырочных состояний. На основе многочастичной теории возмущений и приближения встряски были изучены механизмы распада сложных дырочных состояний, проведены расчеты энергий и вероятностей коррелированных переходов, показано качественное согласие теоретических и экспериментальных данных [8-15].

Одной из важных задач теоретических исследований двухэлектронного однофотонного распада сложных дырочных состояний является идентификация наблюдаемых переходов, определение зарядового состояния и электронной конфигурации, соответствующих наблюдаемым спектрам. Ответ на эти вопросы можно получить, выполнив расчеты энергий и вероятностей переходов, сравнение которых с экспериментальными данными является практически единственным методом определения степени ионизации наружных оболочек сталкивающихся частиц в экспериментах, где зарядовое состояние образовавшихся ионов не регистрируется. Важно при этом выявить наиболее чувствительные к изменениям структуры электронной оболочки характеристики, изучение которых позволило бы не только более надежно идентифицировать наблюдаемые спектры, но и извлечь из них новую информацию о динамике процессов, сопровождающих столкновения сложных атомных систем. Поэтому-то и представляют большой интерес исследования влияния структуры электронной оболочки атома на энергии и вероятности двухэлектронных однофотонных переходов, их зависимости от атомного номера  $Z$  сталкивающихся атомных систем, зарядового состояния и заселенности различных атомных состояний.

В настоящей работе на основе многочастичной теории возмущений проведены расчеты вероятностей двухэлектронных однофотонных переходов

дов, сопровождающих заполнение двух вакансий в  $K$ - и  $L$ -оболочках. В тех случаях, когда образование и распад высоковозбужденных состояний с двумя вакансиями можно рассматривать независимо, существующая теория позволяет легко вычислить вероятности распада этих состояний. Нами рассмотрены все возможные дипольные коррелированные переходы в  $L$ - и  $M$ -оболочках. Проведен детальный анализ влияния числа  $L$ - и  $M$ -вакансий на их характеристики. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

### Основные формулы

Вероятность двухэлектронного однофотонного перехода между термами  $n_1 l_1 n_2 l_2 LS$  и  $n'_1 l'_1 n'_2 l'_2 L'S$  определяется выражением

$$W(n_1 l_1 n_2 l_2 LS - n'_1 l'_1 n'_2 l'_2 L'S) = \frac{2}{(2L+1)(2S+1)} \Delta E^3 (LS - L'S) \times \times |\langle n_1 l_1 n_2 l_2 LS \| \hat{D} \| n'_1 l'_1 n'_2 l'_2 L'S \rangle|^2, \quad (1)$$

где  $\Delta E$  — средняя энергия перехода в мультиплете. Для получения вероятности в  $s^{-1}$  выражение (1) необходимо умножить на  $3.21 \cdot 10^{10}$ . Используя теорию возмущений, матричный элемент и энергию перехода можно разложить в ряд по  $1/Z$ . Мы ограничимся в дальнейшем лишь первым исчезающим членом в разложении матричного элемента и первым порядком для энергии перехода. Практически это означает, что матричный элемент двухэлектронного однофотонного перехода вычисляется с волновыми функциями первого порядка, тогда как энергия перехода находится с обычными водородными волновыми функциями. Матричный элемент дипольного оператора в формуле (1) определяется выражением

$$\langle n_1^0 j_1 n_2^0 j_2 LS \| \hat{D} \| n_1^0 j_1 n_2^0 j_2 L'S \rangle = \sum_{121'2'} C_{1^0 1^0 2^0}(LS) C_{1'0'1'2'0'2'}(L'S) \times \times \langle 12LS | D | 1'2'L'S \rangle. \quad (2)$$

Здесь

$$C_{1^0 1^0 2^0}(LS) = \delta(1^0) \delta(2^0) + (-1)^{j_1+j_2+L+S} \delta(2^0) \delta(1^0), \quad (3a)$$

если  $1^0 \neq 2^0$ . При  $1^0 = 2^0$

$$C_{1^0 1^0 2^0}(LS) = \sqrt{2} \delta(1^0) \delta(2^0). \quad (3b)$$

При этом  $1^0 = n_1^0 j_1$ ,  $1 = n_1 l_1$ , а для  $\langle 12LS | D | 1'2'L'S \rangle$  имеем

$$\langle 12LS | D | 1'2'L'S \rangle = \sqrt{\frac{2S+1}{3}} \{E(12L, 2'1'L') + E(1'2'L', 21L)\}, \quad (4)$$

$$E(12L, 2'1'L') = - \sum_n \frac{1}{E_n + E_{n_2} - E_{n_2'} - E_{n_1'}} \times \times \sqrt{(2l_1+1)(2l_2+1)(2l_2'+1)(2l_1'+1)} \sum_{ll'} (-1)^{l'+L+\frac{1}{2}(l_1+l_2'-l_1'-l_2)} \times \times (2l+1) (l_1 l_1') (l_2 l_2') R(nl, n_1 l_1) R_l(n l n_2 l_2; n_2' l_2' n_1' l_1') \times \times \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} \begin{Bmatrix} l & l_2 & L \\ l_2' & l_1' & l' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & 1 \\ l & l_1 & l_2 \end{Bmatrix}, \quad (5)$$

где  $R(nl, n'l')$  и  $R_l(n l n' l'; n'' l'' n''' l''')$  — радиальная часть матричных элементов дипольного момента и оператора электростатического взаимодействия соответственно,  $(l_1 l_2 L)$  — модуль  $3j$  коэффициента Вигнера

с  $m_i = 0$ , а  $\begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ l_1' & l_2' & L' \end{Bmatrix}$  —  $6j$ -символы.

Таблица 1

## Дипольный матричный элемент (2)

$$\langle n_1 j_1 n_2 j_2 LS | D | n_1 j_1 n_2 j_2 L'S \rangle = \frac{d}{Z^2} \{a + bi\}$$

$n_1 j_1 n_2 j_2 - n_1 j_1 n_2 j_2$	$LS - L'S$	$d$	$a$	$b$
$1s2s - 3s3p$	$1S - 1P$	$1/\sqrt{3}$	0.332913	-0.190185
	$3S - 3P$	1	0.133081	-0.102593
$1s2s - 3p3d$	$1S - 1P$	$-\sqrt{2/3}$	0.116603	0.0528995
	$3S - 3P$	$-\sqrt{2}$	-0.100219	-0.0057282
$1s2p - 3p^2$	$1P - 1S$	$-\sqrt{2/3}$	0.338525	-0.203655
	$3P - 3P$	$-\sqrt{2}$	0.216020	-0.134406
	$1P - 1D$	$-\sqrt{10/3}$	0.320285	-0.171101
$1s2p - 3s^2$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	-0.0330102	-0.0313191
$1s2p - 3d^2$	$1P - 1S$	$\sqrt{2/15}$	0.206777	0.244451
	$3P - 3P$	$\sqrt{2/5}$	0.204536	0.160246
	$1P - 1D$	$\sqrt{14/15}$	0.0334411	0.0939958
$1s2p - 3s3d$	$1P - 1D$	$-\sqrt{2/3}$	0.202822	-0.0194997
	$3P - 3D$	$-\sqrt{2}$	0.103874	0.0009699
$2s^2 - 3s3p$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	0.337971	-0.48267
$2s^2 - 3p3d$	$1S - 1P$	$-\sqrt{2/3}$	0.32892	0.142796
$2p^2 - 3s3p$	$1S - 1P$	$-\sqrt{2/3}$	0.57907	-0.035388
	$3P - 3P$	$-\sqrt{2}$	0.010058	-0.001415
	$1D - 1P$	$-\sqrt{10/3}$	0.14197	-0.12382
$2p^2 - 3p3d$	$1D - 1P$	$2\sqrt{7/15}$	1.147740	-0.97641
	$1D - 1D$	$-1/\sqrt{3}$	-0.566766	-0.13609
	$3P - 3D$	$-\sqrt{3}$	1.088402	-0.54066
	$1D - 1P$	$1/3\sqrt{5}$	-0.401702	0.17512
	$1S - 1P$	$2/3$	1.426313	-0.67456
	$3P - 3P$	1	1.043893	-0.17908
$2s2p - 3s^2$	$1P - 1S$	$\sqrt{2/3}$	0.072258	-0.168935
$2s2p - 3p^2$	$1P - 1S$	$-\sqrt{2/3}$	0.535367	-0.574281
	$3P - 3P$	$-\sqrt{2}$	0.189911	-0.36757
	$1P - 1D$	$-\sqrt{10/3}$	0.380609	-0.589005
$2s2p - 3d^2$	$1P - 1S$	$\sqrt{2/15}$	-1.42256	0.78107
	$3P - 3P$	$\sqrt{2/5}$	-0.28922	0.43827
	$1P - 1D$	$\sqrt{14/15}$	-0.00298	0.41503
$2s2p - 3s3d$	$1P - 1D$	$-\sqrt{2/3}$	0.94458	-0.76390
	$3P - 3D$	$-\sqrt{2}$	0.37006	-0.17286
$1s^2 - 3s3p$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	-0.0225869	0.0159830
$1s^2 - 3p3d$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	0.00281536	0.00096127
$1s^2 - 2s3p$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	-0.0811348	0.0559211
$1s^2 - 2p3s$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	-0.0725916	0.0502504
$1s^2 - 2p3d$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	-0.0131493	0.00570104
$1s^2 - 2s2p$	$1S - 1P$	$\sqrt{2/3}$	0.130751	0.0893490

Сумма в формуле (5) подразумевает также и интегрирование по непрерывному спектру. В том случае, когда знаменатель подынтегрального выражения обращается в нуль, интегралы вычисляются в смысле главного значения. При этом величина  $E$  оказывается комплексной. Следует отметить, что при рассмотрении дырочных состояний  $(n_1j_1)^{-1} (n_2j_2)^{-1}$  можно пользоваться формулой (2) без каких-либо изменений.

В табл. 1 приведены численные значения для дипольного матричного элемента  $\langle n_1j_1n_2j_2LS | \hat{D} | n_1j_1n_2j_2L'S \rangle$ . Результаты представлены в следующем виде:

$$\langle n_1j_1n_2j_2LS | \hat{D} | n_1j_1n_2j_2L'S \rangle = \frac{d}{Z^2} (a + bi). \quad (6)$$

В табл. 1 приведены численные значения коэффициентов  $d$ ,  $a$ ,  $b$ . Как видно из этой таблицы, численные значения коэффициентов  $a$  и  $b$  довольно сильно изменяются как при переходе от одной конфигурации к другой, так и для разных термов внутри одной конфигурации.

К сожалению, к настоящему времени практически нет экспериментальных работ по обнаружению двухэлектронных переходов, где наблюдалась бы структура по термам. В связи с этим мы в дальнейшем будем рассматривать характеристики, усредненные по термам. Так, для вероятности переходов имеем

$$W(n_1j_1n_2j_2 - n_1j_1n_2j_2) = \frac{\Sigma_{LSL'}(2L+1)(2S+1)W(n_1j_1n_2j_2LS - n_1j_1n_2j_2L'S)}{\Sigma_{LS}(2L+1)(2S+1)}. \quad (7)$$

Как мы уже говорили выше, мы рассмотрим состояние с полностью заполненными оболочками  $n=1, 2, 3$  и двумя дырками в ней ( $1s^{-2}, 1s^{-1}2l^{-1}, 2l_1^{-1}2l_2^{-1}$ ). Ограничиваясь первым порядком теории возмущений, мы можем представить энергию перехода в следующем виде [10]:

$$E(n_1j_1n_2j_2LS - n_1j_1n_2j_2L'S) = E_0Z^2 \left(1 - \frac{\Delta E_1}{2E_0Z}\right)^2, \quad (8)$$

где  $\Delta E_1$  — первый порядок теории возмущений. Введение параметра экранирования  $\Delta E_1/2E_0$  обычно приводит к довольно хорошему приближению для описания энергий переходов.

В результате для  $W$  (7) получим выражение в следующем виде:

$$W((n_1j_1)^{-1}(n_2j_2)^{-1}\Phi_0 - (n_1j_1)^{-1}(n_2j_2)^{-1}\Phi_0) = W_0Z^2 [1 - A_0/2Z]^6 10^8 \text{ с}^{-1}, \quad (9)$$

где  $\Phi_0 = 1s^22s^22p^63s^23p^63d^{10}$ . Численные значения  $W_0$  и  $A_0 = \Delta E_1/E_0$  приведены в табл. 2. Следует заметить, что мы не учитывали наложение конфигураций  $2s^{-1}3p^{-1}\Phi_0$ ,  $2p^{-1}3s^{-1}\Phi_0$ ,  $2p^{-1}3d^{-1}\Phi_0$  и  $3s^{-1}3p^{-1}\Phi_0$ ,  $3p^{-1}3d^{-1}\Phi_0$ , которое обычно учитывается при рассмотрении частичных состояний (8). Это связано с тем, что, во-первых, мы рассматриваем усредненные характеристики, и, во-вторых, для дырочных состояний влияние наложения конфигураций значительно меньше, чем для аналогичных частичных состояний.

Приведенные в табл. 2 аналитические выражения для  $W$  с численным значением коэффициентов дают возможность сразу оценить величину  $W$ , не проводя трудоемких расчетов.

Остановимся более подробно на обсуждении перехода  $1s^{-2}\Phi_0 - 2s^{-1}2p^{-1}\Phi_0$ . В этом случае, если оболочки  $n=2$ ,  $n=3$  не являются заполненными, т. е. для состояний типа  $2s^2n_2p^{n_2}3s^{n_2}3p^{n_2}3d^{n_2}$  для вероятности перехода имеем

$$W_2(2s^2n_2p^{n_2}3s^{n_2}3p^{n_2}3d^{n_2} - 1s^22s^{n_2-1}2p^{n_2-1}3s^{n_2}3p^{n_2}3d^{n_2}) = 4.528Z^2 \frac{n_2n_3}{12} \left[1 - \frac{E_2(n_i)}{2Z}\right]^6 10^8 \text{ с}^{-1}, \quad (10)$$

где

$$E_2(n_i) = 0.308165 + n_2 0.13327 + n_3 0.19527 + n_4 0.036861 + n_5 0.043980 + n_6 0.025289. \quad (11)$$

Таким образом, заполнение оболочки существенным образом влияет на величину вероятности перехода, как в виде множителей  $n_2, n_3$  в (10), так и в виде функции  $E(n_i)$ .

Т а б л и ц а 2

Вероятность перехода в  $10^8 \text{ c}^{-1}$

$$W(n_1 j_1)^{-1} (n_2 j_2)^{-1} \Phi_0 - (n_1 j_1)^{-1} (n_2 j_2)^{-1} \Phi_0 = \\ = W_0 Z^2 \left(1 - \frac{A_0}{2Z}\right)^6 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$$

$n_1 j_1 n_2 j_2$	$n_1 j_1 n_2 j_2'$	$W_0$	$A_0$
$1s^2$	$2s2p$	4.528	2.33686
$1s^2$	$2s3p$	2.287	3.581373
$1s^2$	$2p3s$	1.836	3.422388
$1s^2$	$2p3d$	0.0484	2.99856
$1s^2$	$3s3p$	0.2301	4.524713
$1s^2$	$3p3d$	0.00266	4.12743
$1s2s$	$3s3p$	1.682	6.23224
$1s2s$	$3p3d$	0.6770	5.54505
$1s2p$	$3s^2$	0.01003	6.93980
$1s2p$	$3p^2$	2.255	6.42443
$1s2p$	$3d^2$	0.3628	5.55275
$1s2p$	$3s3d$	0.3577	6.23814
$1s2p$	$3s3p$	0.3981	14.4418
$2s^2$	$3p3d$	0.1474	11.899
$2s^2$	$3s3p$	0.013121	18.0198
$2p^2$	$3p3d$	1.269	15.4773
$2p^2$	$3s^2$	0.00323	17.3355
$2s2p$	$3p^2$	1.493	15.42856
$2s2p$	$3d^2$	0.08918	12.2034
$2s2p$	$3s3d$	0.1885	14.73939

Для одноэлектронного перехода  $1s^{-1}\Phi - 2p^{-1}\Phi$  аналогичным образом находим для вероятности перехода

$$W_1 (2s^{n_2} 2p^{n_3} 3s^{n_4} 3p^{n_5} 3d^{n_6} - 1s 2s^{n_2} 2p^{n_3} 3s^{n_4} 3p^{n_5} 3d^{n_6}) = \\ = 3.751 \cdot 10^9 Z^4 \left[1 - \frac{1}{2Z} E_1(n_i)\right]^6 \left[1 - \frac{1}{Z} P(n_i)\right]^2, \quad (12)$$

где

$$P(n_i) = -0.150065 + 0.18639n_2 + 0.150065n_3 + 0.031618n_4 + \\ + 0.025083n_5 + 0.05620n_6, \quad (13)$$

$$E_1(n_i) = -0.15909 + 0.13734n_2 + 0.15909n_3 + 0.030448n_4 + \\ + 0.040059n_5 + 0.021317n_6. \quad (14)$$

В результате для отношения вероятностей одноэлектронного перехода к двухэлектронному находим из (10) и (12),

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{16.60}{n_2} Z^2 \left[ \frac{1 - \frac{1}{2Z} E_1(n_i)}{1 - \frac{1}{2Z} E_2(n_i)} \right]^6 \left[ 1 - \frac{1}{Z} P(n_i) \right]^2. \quad (15)$$

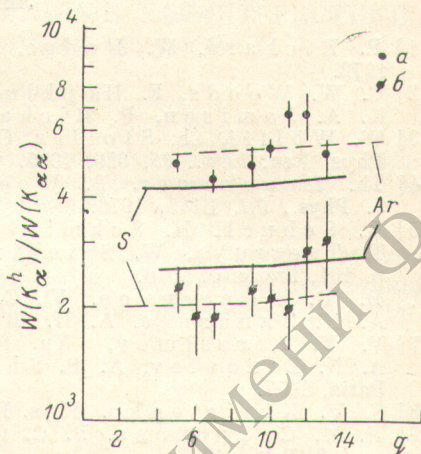
На основе приведенной формулы можно вычислить измеряемые экспериментально отношения вероятностей одно- и двухэлектронных переходов и провести анализ имеющихся экспериментальных данных в рамках принятой теоретической модели.

Аналитические формулы для вероятностей двухэлектронных однофотонных переходов в  $K$ - и  $L$ -оболочки с двумя вакансиями, приведенные выше, а также результаты расчетов, представленные в табл. 1, 2, позволяют провести детальный анализ влияния структуры  $L$ - и  $M$ -оболочек на характеристики коррелированных однофотонных переходов, сравнить полученные результаты с имеющимися экспериментальными данными. Отметим наиболее интересные закономерности.

Для количественного сравнения расчетов с экспериментом воспользуемся результатами работ [17, 18], в которых впервые исследована зависимость отношения  $W(K_{\alpha}^h)/W(K_{\alpha\alpha}) = W(1s^{-2}\Phi - 1s^{-1}2p^{-1}\Phi)/W(1s^{-2}\Phi - 2s^{-1}2p^{-1}\Phi)$  от зарядового состояния сталкивающихся частиц. На рисунке приведены результаты наших расчетов вместе с экспериментальными данными, полученные для столкновений ионов серы с зарядом от 5 до 13 с атомами аргона. Расчеты показывают, что при последовательном уда-

Отношение вероятностей одно- и двухэлектронных однофотонных переходов  $L$ -электронов в  $K$ -оболочку с двумя вакансиями для S и Ar в зависимости от заряда налетающего иона.

Штриховая линия — расчеты для заполненной  $L_1$ -подоболочки, сплошная линия — расчеты с одной  $2s$ -вакансией. Экспериментальные данные из работ [17, 18]:  $a$  — для S,  $b$  — для Ar.



лении электронов из внешней оболочки отношение  $W(K_{\alpha}^h)/W(K_{\alpha\alpha})$  монотонно возрастает с увеличением заряда иона, в котором происходит двухэлектронный однофотонный переход. При этом степень ионизации  $M$ -оболочки практически не влияет на величину рассматриваемого отношения, тогда как появление вакансий в  $L_1$ -подоболочке изменяет это отношение в два раза, что качественно согласуется с экспериментальными данными [17, 18]. Экспериментальное соотношение между отношениями вероятностей одно- и двухэлектронных переходов в ионах хлора и аргона согласуется с теоретическим, если предположить, что в ионах хлора  $2s$ -вакансии образуются с большей вероятностью, чем в ионах Ar. Такое предположение подтверждается имеющимися экспериментальными данными для столкновений, в которых ионы хлора являются более легкими, чем вторая сталкивающаяся частица [17, 18].

Обращает на себя внимание немонотонный характер экспериментальной зависимости  $W(K_{\alpha}^h)/W(K_{\alpha\alpha})$  от заряда иона  $Z$ . Такое поведение отношения  $W(K_{\alpha}^h)/W(K_{\alpha\alpha})$  является, по-видимому, прямым следствием немонотонного изменения заселенностей  $2s$ - и  $2p$ -подоболочек. При этом следует иметь в виду, что определенное зарядовое состояние иона формируется из различных электронных конфигураций, отличающихся числом вакансий в  $L_1$ - и  $L_{23}$ -подоболочек. В этом случае выход ионов с зарядом  $q$  определяется соотношением

$$\Phi(q) = \sum_{ik} C_{ik} \Phi(2s^n 2p^{n_k}), \quad (16)$$

где набор коэффициентов  $C_{ik}$  и определяет заселенности различных дырочных состояний  $n_i=1, 2, n_k=1, 2, \dots, 6$ . Имеющиеся оценки заселенностей  $2s$ - и  $2p$ -состояний, полученные на основе экспериментальных и теоретических данных [17, 18], подтверждают существование сильной зависимости распределения  $L_1$ - и  $L_{23}$ -вакансий от условий столкновения.

Для количественного объяснения имеющихся экспериментальных данных, особенностей поведения спектроскопических характеристик коррелированных переходов необходимо детальное изучение механизмов возбуждения состояний с несколькими вакансиями, проведение расчетов сечений их образования. Наиболее последовательным было бы рассмотрение на единой теоретической основе процессов образования и распада высоковозбужденных состояний атомов и ионов с двумя вакансиями. Практическая реализация такого подхода позволила бы наряду с вероятностями переходов исследовать угловые распределения продуктов коррелированного распада высоковозбужденных дырочных состояний, установить преобладающие механизмы их образования.

#### Литература

- [1] P. Richard, W. Hodge, C. P. Moore. Phys. Rev. Lett., 29, 393, 1972.
- [2] C. W. Woods, F. Hopkins, R. L. Kauffman, D. O. Elliot, K. A. Jamison, P. Richard. Phys. Rev. Lett., 31, 1, 1973.
- [3] W. Wölfli, Ch. Stoller, C. Bonani, M. Suter, M. Stöckli. Phys. Rev. Lett., 35, 656, 1975.
- [4] Th. Hoogkamer, P. Woerlee, F. W. Saris, M. Gavrilá. J. Phys., 9B, L145, 1976.
- [5] R. Schuch, H. Schmidt-Böcking, R. Schule, G. Nolte, T. Tserruya, W. Stiebing, II ICISIP, Abstr. of Contributed papers, p. 161, Freiburg, 1976.
- [6] В. В. Афросимов, Ю. С. Гордеев, В. М. Дукельский, А. Н. Зиновьев, А. П. Шергин. Письма ЖЭТФ, 24, 273, 1976.
- [7] V. V. Afrosimov, Yu. S. Gordeev, V. M. Dukelsky, A. N. Zinoviev, A. P. Shergin. X ICPEAC, Abstr. of papers, p. 182, Paris, 1977.
- [8] S. V. Khristenko. Phys. Kett., 59A, 202, 1976.
- [9] У. И. Сафронова, В. С. Сенашенко. X ICPEAC, Abstr. of papers, p. 422, Paris, 1977.
- [10] У. И. Сафронова, В. С. Сенашенко. Изв. АН СССР, сер. физ., 41, 2610, 1977.
- [11] У. И. Сафронова, В. С. Сенашенко. J. Phys., 10B, L272, 1977.
- [12] M. Gavrilá, J. E. Hansen. J. Phys., 11B, 1353, 1978.
- [13] U. I. Safronova, V. S. Senachenko. VI ISIAC, Abstr. of Invited and Contr. paper. p. 61, Tokai-mura, 1979.
- [14] H. R. Helly. Phys. Rev. Lett., 37, 37, 1976.
- [15] М. Я. Амусья, И. С. Ли. ЖЭТФ, 73, 430, 1977.
- [16] Л. А. Вайнштейн, А. В. Виноградов, И. С. Рублев, У. И. Сафронова. Опт. и спектр., 48, 424, 1980.
- [17] R. Seguch, G. Gaukler, H. Schmidt-Böcking. Z. Physik., 290A, 19, 1979.
- [18] J. Volpp, R. Schuch, G. Nolte, H. Schmidt-Böcking. J. Phys., 12B, L325, 1979.

Поступило в Редакцию 4 марта 1980 г.