

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ АВТОИОНИЗАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ АТОМА Ва ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ

А. Ю. Елизаров*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 1997 г.

Исследуется экспериментально и теоретически угловое распределение фотоэлектронов при трехфотонной ионизации атомов Ва через промежуточные 2ω -возбужденное состояние $6p^2(^1S_0)$ и автоионизационное состояние $6p8s(^3P_1)$. Поворот плоскости поляризации излучения лазера на красителях позволял исследовать угловое распределение фотоэлектронов. Регистрация электронов осуществлялась при помощи времяпролетного электронного спектрометра. Используя формализм матрицы плотности, получены выражения для угловых зависимостей дифференциальной вероятности ионизации. Обсуждаются возможные эксперименты.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование углового распределения фотоэлектронов при ступенчатой ионизации атомов поляризованным лазерным излучением из возбужденного ориентированного состояния является разделом поляризационной лазерной спектроскопии и исследуется экспериментально и теоретически уже более 20 лет. Этот метод позволяет получать уникальную информацию о различных, в том числе автоионизационных, состояниях атомов. Использование перестраиваемых лазеров и синхротронного излучения открывает новые экспериментальные возможности, например, исследование автоионизационных состояний, лежащих в ВУФ области спектра [1–3].

Возбуждение автоионизационных состояний лазерным излучением видимого диапазона может быть осуществлено при помощи многофотонного резонансного или нерезонансного процессов возбуждения. Дополнительное преимущество двухфотонных процессов перед двухступенчатыми возникает для промежуточных состояний с ненулевым полным моментом, когда ориентация атомов в промежуточных состояниях может быть нарушена в результате процессов эффузии излучения и столкновительной деполяризации. Так, например, деполяризация атомов в промежуточном состоянии $6s6p(^1P_1)$ при ступенчатом возбуждении поляризованным излучением атомов Ва была обнаружена при концентрации атомов в пучке большей, чем 10^{11} см^{-3} [4].

Влияние процессов деполяризации существенно уменьшается, если для возбуждения промежуточного состояния используется двухфотонный процесс. В этом случае излучательная релаксация в основное состояние запрещена правилами отбора, в результате чего влияние эффузии излучения и столкновительной деполяризации на ориентацию

*E-mail: elizarov@lpr.ioffe.rssi.ru

атомов в промежуточном состоянии практически не сказывается для концентрации атомов в пучке вплоть до 10^{13} см^{-3} [5], что обеспечивает экспериментальные преимущества в исследовании угловых распределений с высоким угловым разрешением.

Впервые теоретическое описание возбуждения автоионизационных состояний поляризованным излучением было сделано в работе [6], где был использован формализм волновых функций. Использование методов матрицы плотности позволили существенно упростить суммирование по ненаблюдаемым проекциям угловых моментов. Особенно удобным этот метод оказался при описании возбуждения автоионизационных состояний поляризованных атомов [7–10]. Предварительная поляризация атома мишени открывает дополнительные возможности при постановке полного квантовомеханического эксперимента по фотоионизации [9].

В работе рассматривается угловое распределение фотоэлектронов при резонансной двухступенчатой ионизации автоионизационных состояний атома Ва конфигурации $6p8s(^3P_1)$ через 2ω -возбужденное промежуточное состояние $6p^2(^1S_0)$.

2. ТЕОРИЯ

При двухступенчатой ионизации поляризованным излучением аналитическое выражение для углового распределения фотоэлектронов представимо в следующем виде [11]:

$$\frac{dW}{d\Omega} \propto \text{Tr}(\varepsilon_i \varepsilon_e (R \rho_a \rho^\gamma R^+)), \quad (1)$$

где dW — вероятность вылета фотоэлектрона внутри телесного угла $d\Omega$, ρ_a — матрица плотности атомов в промежуточном состоянии, ρ^γ — матрица плотности ионизирующего излучения, ε_i , ε_e — матрицы эффективности детектирования ионов и электронов, R — оператор радиационного взаимодействия, описывающий переход под действием электромагнитного излучения между промежуточным состоянием и конечным.

Выражение для мультиполя 2ω -возбужденного промежуточного состояния представимо в виде суперпозиции каналов возбуждений через промежуточные состояния с полным моментом J_a [12]:

$$\begin{aligned} \rho_{K_1 Q_1}^{(2)} = & \sum_{J_a} \langle J_a \parallel R \parallel J_0 \rangle \langle J_1 \parallel R \parallel J_a \rangle \rho_{K_0 Q_0} \rho_{k_1 q_1} \times \\ & \times \langle J_a \parallel R \parallel J_0 \rangle^* \rho_{k_1' q_1'} \langle J_1 \parallel R \parallel J_a \rangle^* (E - E_{J_a} - \hbar\omega)^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $|J_0\rangle$, E — начальное состояние и его энергия, $|J_a\rangle$, E_{J_a} — промежуточное состояние двухквантового возбуждения и его энергия, $|J_1\rangle$ — конечное состояние двухквантового процесса возбуждения, $\langle J_a \parallel R \parallel J_0 \rangle$ — приведенный матричный элемент радиационного взаимодействия, $\rho_{K_0 Q_0}$ — матрица плотности основного состояния атома, $\rho_{k_1 q_1}$ — матрица плотности электромагнитного излучения первой ступени, $\hbar\omega$ — энергия электромагнитного излучения. Суммирование по J_a следует из известной формулы линейных векторных многообразий:

$$(\bar{e}_s, \bar{e}_r) = \sum_m (\bar{e}_s, \bar{e}_m) (\bar{e}_m, \bar{e}_r). \quad (3)$$

При описании процесса автоионизации будем использовать формализм неприводимых тензорных операторов. Следуя [11, 13, 14], запишем мультиполи состояний для фотонов и атомов в основном, промежуточном и конечном состояниях.

а) Поляризационная матрица плотности электромагнитного излучения была получена в работе [13]. Используя ее выражение в явном виде, запишем мультиполь состояния для дипольного излучения:

$$\rho_{k_i q_i}^\gamma(1, 1) = \sum_{\lambda, \lambda'} (-1)^{1-\lambda'} (2k+1)^{1/2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k_1 \\ \lambda & \lambda' & -q_1 \end{pmatrix} (\lambda|\rho|\lambda'), \quad (4)$$

где i — номер ступени возбуждения, $\begin{pmatrix} 1 & 1 & k_1 \\ \lambda & \lambda' & -q_1 \end{pmatrix}$ — $3j$ -символ, $(\lambda|\rho|\lambda')$ — матрица плотности фотонов, выражающаяся в обычном виде через параметры Стокса ξ_j :

$$\langle \lambda|\rho|\lambda' \rangle = (1/2) \begin{pmatrix} 1 + \xi_2 & -\xi_3 + i\xi_1 \\ -\xi_3 - i\xi_1 & 1 - \xi_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

б) Для атомов в основном, изотропно ориентированном состоянии мультиполь состояния имеет следующий вид [11]:

$$\rho_{K_0 Q_0}(\gamma_0 J_0, \gamma'_0 J'_0) = \hat{J}_0^{-1} \delta_{K_0} \delta_{Q_0} \delta_{J_0 J'_0}, \quad (6)$$

где $\hat{J} \equiv (2J+1)^{1/2}$ для любого момента, J_0 — полный момент начального состояния, $\gamma_{(j)}$ — остальные квантовые числа, необходимые для описания j -го состояния атома.

в) Используя (2), запишем выражение для мультиполя состояния атома в ориентированном промежуточном состоянии $|\gamma_1 J_1\rangle$:

$$\begin{aligned} \rho_{K_1 Q_1}^{(2)}(\gamma_1 J_1, \gamma_1 J_1) &= \sum_{J_a} (E_0 - E_{J_a} + h\omega)^{-1} \langle \gamma_a J_a \| R \| \gamma_0 J_0, \gamma_a J_a \rangle \times \\ &\times \langle \gamma_0 J_0, \gamma_a J_a \| R \| \gamma_a J_a \rangle \langle \gamma_1 J_1 \| R \| \gamma_a J_a \gamma_1 J_1 \rangle \langle \gamma_a J_a, \gamma_1 J_1 \| R \| \gamma_1 J_1 \rangle \times \\ &\times \sum_{K_0, k_1} \hat{J}_a^2 \hat{k}_1 \hat{K}_0 (K_a Q_a | K_0 Q_0 k_1 q_1) \begin{Bmatrix} J_0 & J_0 & K_0 \\ 1 & 1 & k_1 \\ J_a & J_a & K_a \end{Bmatrix} \rho_{K_0 Q_0}(\gamma_0 J_0, \gamma_0 J_0) D_{Q_0 q_1}^{k_1*}(\hat{A}) \times \\ &\times \rho_{k_1 q_1}^\gamma(1, 1) \sum_{K_a, k'_1} \hat{J}_1^2 \hat{k}'_1 \hat{K}_a (K_1 Q_1 | K_a Q_a k'_1 q_1) \begin{Bmatrix} J_a & J_a & K_a \\ 1 & 1 & k'_1 \\ J_1 & J_1 & K_1 \end{Bmatrix} D_{Q_a q_1}^{k'_1*}(\hat{A}) \rho_{k'_1 q_1}^\gamma(1, 1), \quad (7) \end{aligned}$$

где $(K_a Q_a | K_0 Q_0 k_1 q_1)$ — коэффициент Клебша–Гордона, $\{\dots\}$ — $9j$ -символ, $D_{Q_a q_1}^{k'_1*}(\hat{A})$ — матрица конечных вращений [15], переводящая рассмотрение процесса возбуждения из лабораторной в атомную систему координат, определяемую вектором поляризации атома, в которой матрица плотности диагональна.

г) Мультиполь состояния для автоионизационного состояния атома представим в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho_{K_2 Q_2}(\gamma_2 J_2, \gamma_2 J_2) &= \langle \gamma_1 J_1, \gamma_2 J_2 \| R \| \gamma_2 J_2 \rangle \langle \gamma_2 J_2 \| R \| \gamma_2 J_2, \gamma_1 J_1 \rangle \rho'_{K_2 Q_2}(J_2, J_2), \\ \rho'_{K_2 Q_2}(J_2, J_2) &= \sum_{K_1 k_2} \hat{J}_2^2 \hat{k}_2 \hat{K}_1 (K_2 Q_2 | K_1 Q_1 k_2 q_2) \begin{Bmatrix} J_1 & J_1 & K_1 \\ 1 & 1 & k_2 \\ J_2 & J_2 & K_2 \end{Bmatrix} \times \\ &\times \rho_{K_1 Q_1}^{(2)}(\gamma_1 J_1, \gamma_1 J_1) D_{Q_1 q_2}^{k_2*}(\hat{A}) \rho_{k_2 q_2}^\gamma(1, 1), \quad (8) \end{aligned}$$

где $|\gamma_2 J_2\rangle$ — автоионизационное состояние с полным моментом J_2 , $\rho_{k_2 q_2}^\gamma(1, 1)$ — мультиполь состояния электромагнитного излучения второй ступени.

Так как в нерелятивистском приближении вероятность ионизации не зависит от спина электрона и поляризационные характеристики состояний электрона и иона не фиксируются, выражение для произведения мультиполей состояния иона и фотоэлектрона, возникающих в результате распада автоионизационного состояния, можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \rho_{K_i Q_i}(\gamma_i J_i, \gamma_i J_i) \rho_{k_e q_e}(l j, l' j') = \\ & = \frac{1}{4\pi} \langle l j, \gamma_i J_i \| V \| \gamma_2 J_2 \rangle \langle \gamma_2 J_2 \| V \| l' j', \gamma_i J_i \rangle \sum_{K_2} \rho_{K_2 Q_2}(\gamma_2 J_2, \gamma_2 J_2) \times \\ & \times (-1)^{J_i + J_2 + K_2 + j} \hat{j}_2^2 \hat{j}_i^{-1} \left\{ \begin{matrix} J_2 & j & J_i \\ j' & J_2 & K_2 \end{matrix} \right\}, \end{aligned} \tag{9}$$

где $|\gamma_i J_i\rangle$ — состояние атома с выбитым электроном, V — оператор кулоновского взаимодействия, $\{ \dots \}$ — $6j$ -символ.

Выражение (1) при использовании формализма мультиполей состояния преобразуется к виду [14]

$$\frac{dW}{d\Omega} = \sum \rho_{K_i Q_i}(\gamma_i J_i, \gamma_i J_i) \rho_{k_e q_e}(l j, l' j') \varepsilon_{K_i Q_i}^*(\gamma_i J_i, \gamma_i J_i) \varepsilon_{k_e q_e}^*(l j, l' j'), \tag{10}$$

где суммирование проводится по всем повторяющимся индексам, $\varepsilon_{K_i Q_i}^*(\gamma_i J_i, \gamma_i J_i)$, $\varepsilon_{k_e q_e}^*(l j, l' j')$ — тензоры эффективности детектирования ионов и электронов соответственно. В случае, когда поляризационные характеристики состояния иона не фиксируются, $\varepsilon_{K_i Q_i}(\gamma_i J_i, \gamma_i J_i) = \hat{J}_i \delta_{K_i 0} \delta_{Q_i 0}$ [14] и выражение для произведения тензоров эффективности детектирования ионов и электронов имеет следующий вид [14]:

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{K_i Q_i}(\gamma_i J_i, \gamma_i J_i) \varepsilon_{k_e q_e}(l j, l' j') = \\ & = \frac{1}{4\pi} \sum_{k_e} \hat{J}_i (-1)^{1/2-j} \bar{Z} \left(l j, l' j'; \frac{1}{2} k_e \right) D_{q_e 0}^{k_e}(R), \end{aligned} \tag{11}$$

где $\bar{Z}(l j, l' j'; \frac{1}{2} k_e)$ — функция Хэби [14].

Подставляя (8), (9), (11) в (10), получим выражение для $dW/d\Omega$ (используется атомная система единиц)

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\Omega} & = 2\pi (P 2\pi\omega\alpha)^3 \sum \langle \gamma_1 J_1, \gamma_2 J_2 \| R \| \gamma_2 J_2 \rangle \langle \gamma_2 J_2 \| R \| \gamma_2 J_2, \gamma_1 J_1 \rangle \times \\ & \times \frac{1}{4\pi} \langle l j, \gamma_i J_i \| V \| \gamma_2 J_2 \rangle \langle \gamma_2 J_2 \| V \| l' j', \gamma_i J_i \rangle \mathcal{K}(l, l', j, j', J_2, J_i, J_a, K_2, k_e), \end{aligned}$$

где суммирование проводится по $l, l', j, j', J_2, J_i, J_a$; P — плотность потока фотонов, α — постоянная тонкой структуры и

$$\begin{aligned} \mathcal{K}(l, l', j, j', J_2, J_i, J_a, K_2, k_e) & \equiv \hat{J}_2^2 \sum_{K_2} \rho'_{K_2 0}(J_2, J_2) (-1)^{J_i + J_2 + K_2 + j'} \times \\ & \times \left\{ \begin{matrix} J_2 & j & J_i \\ j' & J_2 & K_2 \end{matrix} \right\} \sum_{k_e} (-1)^{1/2-j} \bar{Z} \left(l j, l' j'; \frac{1}{2} k_e \right) D_{00}^{k_e}(\hat{R}^{-1} \hat{A}). \end{aligned} \tag{12}$$

Впервые необходимость суммирования по K_2 в случае возбуждения автоионизационных состояний была показана в работе [16]. Для возбуждения таких состояний из изотропно ориентированного промежуточного состояния рассмотрим случай, когда система координат связана с плоскостью поляризации излучения, так что $Q_2 = q_e = 0$. В силу свойств $6j$ -символа выражение (12) имеет ненулевое значение при $K_2 = 0, 2$ и преобразуется к виду [17]

$$W(\theta_e) = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \beta P_2(\cos \theta_e)], \tag{13}$$

где σ_s — полное сечение, β — параметр анизотропии углового распределения, $P_2(\cos \theta_e)$ — полином Лежандра степени 2, θ_e — угол между осью анализатора энергии электронов и направлением поляризации лазерного излучения.

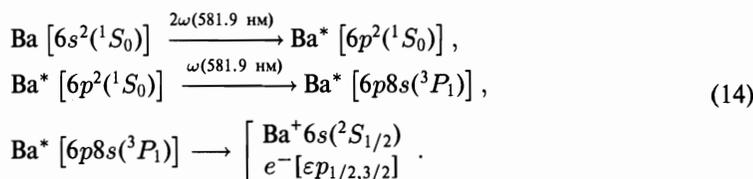
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

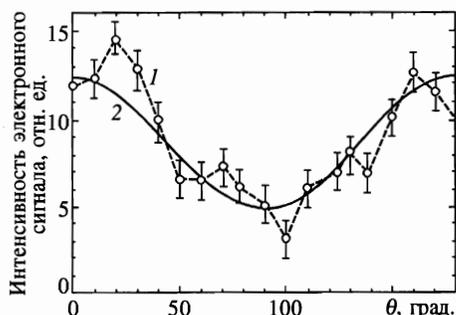
Времяпролетный анализатор энергии электронов был специально разработан и изготовлен для исследования углового распределения и дискриминации электронов по энергиям при многофотонной ионизации атомов. Детали экспериментальной установки описаны в работе [18], здесь мы приводим ее краткие технические характеристики. Энергия регистрируемых электронов меньше 3 эВ. В электронно-оптической схеме спектрометра использовалось слабое ускоряющее электростатическое поле, следующее за коротким промежутком бесполевого дрейфа электронов, где происходила ионизация. Выбор именно этой конструкции объясняется тем, что в области взаимодействия излучения с атомами отсутствуют электростатические поля, искажающие угловую зависимость распределения электронов. Концентрация атомов Ва в пучке варьировалась в диапазоне 10^{10} – 10^{12} ат/см³.

Возбуждение и ионизация атомов Ва осуществлялись излучением импульсного лазера на красителях, ориентированного перпендикулярно направлению потока атомов Ва. Лазер на красителях имеет следующие параметры: спектральная ширина линии генерации 2 см^{-1} , область сканирования частот 570–590 нм, энергия излучения в импульсе 1.5 мДж, длительность лазерного импульса 20 нс. Степень линейной поляризации составляла 98%. Область взаимодействия атомов с лазерным излучением экранировалась от магнитного поля Земли при помощи тройного пермаллового экрана, толщина каждого экрана 2 мм. Остаточное магнитное поле в области дрейфа электронов 2 мГс.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Трехфотонная ионизация атомов Ва осуществлялась по следующей схеме [18]:





Вид зависимости интенсивности электронного сигнала от угла поворота плоскости поляризации лазерного излучения (кривая 1). 0° соответствует коллинеарному расположению оси электронного спектрометра по отношению к вектору поляризации лазерного излучения. Кривая 2 представляет аппроксимацию экспериментальной кривой в соответствии с выражением (13)

Энергия непрерывного спектра, соответствующая трехфотонной ионизации, совпадает с положением автоионизационного состояния $6p8s(^3P_1)$.

При помощи поворота плоскости поляризации излучения измерялось распределение фотоэлектронов, соответствующих $6s$ -состоянию иона (см. рисунок). В силу изотропности ориентации состояния $6p^2(^1S_0)$, выбор которого обуславливался экспериментальными возможностями установки, аналитическое выражение для углового распределения электронов имеет вид (13).

Для электронов, соответствующих $6s$ -состоянию Va^+ , исследовалось угловое распределение фотоэлектронов при различных концентрациях атомов Va в области взаимодействия с лазерным излучением. В соответствии с выражением (13) была осуществлена аппроксимация экспериментальной зависимости интенсивности электронного сигнала от угла поворота плоскости поляризации излучения. В результате аппроксимации было получено значение параметра $\beta_2 = 0.74 \pm 0.1$, которое оставалось в пределах погрешности эксперимента вплоть до концентрации атомов $5.0 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3}$.

Основной вклад в вероятность двухквантового возбуждения вносит канал возбуждения с участием состояния, наиболее приближенного по энергии к виртуальному уровню. В работе [5] было показано, что при 2ω -возбуждении состояния $6p^2(^1S_0)$ основной вклад в вероятность двухфотонного возбуждения вносит канал с участием резонансного состояния $6s6p(^1P_1)$, отстоящего от виртуального уровня двухквантового возбуждения на 808 см^{-1} . Следующее разрешенное правилами отбора состояние отстоит на 13695 см^{-1} от положения виртуального уровня. Поэтому при суммировании по J_a можно ограничиться одним слагаемым, соответствующим состоянию $6s6p(^1P_1)$.

Для случая промежуточного состояния $6p^2(^1S_0)$ ($J_2 = 0$) выражение (12) существенно упрощается: $K_2 = k_e$ и численные значения для $\mathcal{K}(1, 1, j, j', 1, 1, 1/2, 1, K_2, K_2) \equiv \mathcal{K}(j, j', K_2)$ отличны от нуля только для $K_2 = 0$ и 2 (см. таблицу). Ввиду того что мы не располагаем расчетом величин кулоновских и дипольных матричных элементов, сравнение расчета с экспериментом представляется затруднительным.

Таблица

j, j'	$\mathcal{K}(j, j', 0) \times 1$	$\mathcal{K}(j, j', 2) \times P_2(\cos \theta)$
1/2, 1/2	-1.197	0
1/2, 3/2	0	$-0.219 P_2(\cos \theta_e)$
3/2, 3/2	-0.423	$0.155 P_2(\cos \theta_e)$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача углового распределения электронов при трехфотонной ионизации атомов Ва. В качестве промежуточных использовались дискретное и автоионизационное состояния. Возбуждение четного состояния при помощи двухквантового процесса обеспечивает минимальную деполяризацию атомов в промежуточном состоянии. Это обстоятельство является особенно важным для точности результатов при постановке полного квантовомеханического эксперимента по фотоионизации поляризованных атомов [9], которая предполагает исследование углового распределения электронов. С точки зрения экспериментальной реализации этот вариант постановки полного эксперимента является наиболее удобным, так как не требует определения спинового состояния фотоэлектронов, что является сложной экспериментальной задачей. Надеемся, что предложенный в работе способ уменьшения влияния деполяризации атомов в промежуточном состоянии при исследовании углового распределения фотоэлектронов заинтересует экспериментаторов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы «Оптика. Лазерная физика».

Литература

1. M. Meyer, B. Muller, A. Nunnemann, Th. Prescher, M. von Raven, M. Schmidt, B. Sontag, and P. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2963 (1987).
2. A. V. Fedotov, O. S. Ilyasov, N. I. Koroteev, and A. M. Zheltikov, *Il Nuovo Cimento* **14**, 1003 (1992).
3. S. Baier, A. N. Grum-Grzhimailo, and N. M. Kabachnik, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27**, 3363 (1994).
4. А. Ю. Елизаров, Н. А. Черепков, *ЖЭТФ* **96**, 1224 (1989).
5. N. A. Cherepkov and A. Yu. Elizarov, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24**, 4169 (1991).
6. B. Cleff and W. Melhlhorn, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **7**, 593 (1974).
7. N. M. Kabachnik and I. P. Sazhina, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **9**, 1681 (1974).
8. S. V. Bobashev, A. Yu. Elizarov, V. K. Prilipko, and N. A. Cherepkov, *Laser Physics* **3**, 751 (1993).
9. H. Klar, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **13**, 4741 (1994).
10. H. Klar and H. Kleinpoppen, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **15**, 933 (1994).
11. S. Devons and L. J. Goldfarb, *Handbuch der Physik*, Springer-Verlag, Berlin, XLII (1957), p. 362.
12. M. Goepfert-Mayer, *Phys.* **9**, 273 (1931).
13. M. Peshkin, *Adv. Chem. Phys.* **18**, 1 (1971).
14. A. J. Ferguson, *Angular Correlation Methods in Gamma-ray Spectroscopy*, Noth-Holland, Amsterdam (1965), p. 246.
15. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975), с. 436.
16. E. G. Berezko and N. M. Kabachnik, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **10**, 2467 (1994).
17. C. N. Yang, *Phys. Rev.* **74**, 764 (1948).
18. А. Ю. Елизаров, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 23 (1996).