

ПЕРЕДАЧА ЭЛЕКТРОНА В АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Г. К. Иванов

С помощью уравнений для оператора сдвига уровней и квазиклассических упрощений функции Грина исследуется взаимодействие атома, содержащего слабосвязанный электрон, с нейтральными частицами (атомами и молекулами). Для потенциала конечного радиуса действия получены асимптотически точные выражения, описывающие взаимодействие ковалентных состояний с ионным. Полученные результаты применимы и в тех случаях, которые не охватываются известной моделью точечного потенциала. Проведен теоретический анализ исследованных экспериментально процессов образования отрицательных ионов в соударениях атомов калия с молекулами O_2 и Cl_2 . С учетом конечной величины фаз рассеяния получена спектроскопическая формула для сдвига оптической линии сильновозбужденного атома в инородном газе.

1. В работе рассматриваются процессы передачи электрона при столкновении атома A , содержащего слабосвязанный электрон, с нейтральными частицами B (атомами или молекулами), обладающими устойчивыми состояниями отрицательного иона



Эти процессы и обратная им ион-ионная рекомбинация



играют важную роль во многих физических явлениях. Так, процессы (2) при тепловых соударениях приводят к образованию возбужденных атомов и могут поэтому использоваться в лазерных системах.

Теоретической разработке приближенных методов расчета образования и разрушения отрицательных ионов посвящены работы [1-3]. Недавно в работе [4] был получен и асимптотически точный результат для взаимодействия V_{ai} ковалентных состояний с ионным, рассматриваемым по модели электрона в поле точечного потенциала. Такая модель хорошо описывает свойства s -электрона в отрицательных ионах, но не пригодна при рассмотрении более сложных электронных конфигураций. В то же время простое сравнение результатов работ [4] и [3] показывает, что в оценке конкретных процессов (1) и (2) асимптотически точные [4] и приближенные [3] методы расчета могут расходиться по порядку величины. В настоящей работе асимптотически точные выражения для V_{ai} будут получены для тех случаев, которые не охватываются моделью точечного потенциала.

2. При малых скоростях соударяющихся частиц задача о неупругих переходах на первом этапе сводится к исследованию состояний слабосвязанного электрона в суммарном поле атомного остова $U(\mathbf{r})$ и находящейся на фиксированном расстоянии R от него неподвижной нейтральной частицы B [потенциал $V(\mathbf{r}-\mathbf{R})$]. При этом удобно пользоваться следующими уравнениями для оператора сдвига уровня τ (матричные элементы этого оператора по невозмущенным волновым функциям $\psi_{nLM}(\mathbf{r})$ электрона в атоме дают смещения уровней под действием возмущающей частицы):

$$\left. \begin{aligned} \tau &= t(G_B - G_0)\tau, \\ t &= V + VG_0t. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь G_E — функция Грина электрона энергий $E < 0$ в атоме, G_0 — произвольная одноэлектронная функция Грина. Уравнения (3) получаются тождественным преобразованием уравнения Липпмана—Швингера. Дальнейшее рассмотрение существенно зависит от той области расстояний, в которой находится возмущающая частица ($\hbar = m = e = 1$).

Рассмотрим сначала область подбарьерного движения $R > |E|^{-1}$ (предполагается, что на больших расстояниях взаимодействие электрона с остовом A^+ чисто кулоновское $U(r) = -1/r$).

Общее спектральное представление для функции Грина имеет вид

$$G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{nLM} \frac{\psi_{nLM}(\mathbf{r}) \psi_{nLM}^*(\mathbf{r}')}{E - E_{nL}} + \int \frac{\psi_p(\mathbf{r}) \psi_p^*(\mathbf{r}')}{E - p^2/2} d\mathbf{p},$$

где $\psi_{nLM}(\mathbf{r}) = \Phi_{nL}(r) Y_{LM}(\theta, \varphi)$, $\psi_p(\mathbf{r})$ — волновые функции дискретного и непрерывного спектра. В этой сумме можно выделить две группы состояний электрона в атоме ($|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \ll |\mathbf{r} + \mathbf{r}'|/2 \approx R$).

К первой из них относятся непрерывный спектр и те состояния дискретного с $E_{nL} > U(R)$, классические орбиты которых охватывают возмущающий центр и для которых ψ_{nLM} не малы (в экспоненциальном смысле). При суммировании вклада этой отдаленной по энергии от рассматриваемого значения $E < U(R)$ группы состояний можно отказаться от дискретной структуры уровней при $U(R) < E_{nL} < 0$, заменяя E_{nL} на непрерывный параметр E' . Учтем, далее, что в квазиклассике при $R^2 \gg \gg (1/p'^2) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \psi_{nLM}(r) \psi_{nLM}^*(r') \sim \cos[\mathbf{p}'(\mathbf{r} - \mathbf{r}')]$, где $p'^2 = 2[E' - U(R)]$, причем суммирование (интегрирование) по L и M эффективно сводится к усреднению вектора \mathbf{p}' по всем возможным направлениям. Последующее интегрирование по $|\mathbf{p}'|$ ведется в пределах от 0 до ∞ и в результате получается функция Грина свободного электрона с измененным отсчетом энергии $\tilde{E} = E - U(R)$. Другая группа состояний с $E_{nL} < U(R)$ (их конечное число) характеризуется экспоненциально малым вкладом в $G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, исключая узкие неперекрывающиеся полосы энергии вблизи положений невозмущенных уровней E_{nL} .

Таким образом, при $R > |E|^{-1}$, $R^2 \gg (1/\alpha^2) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ в окрестности невозмущенного уровня $|E - E_{nL}| \ll \Delta E$ (ΔE — расстояние от этого уровня до соседних) можно пользоваться следующим квазиклассическим выражением для функции Грина:

$$G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_M \frac{\psi_{nLM}(\mathbf{r}) \psi_{nLM}^*(\mathbf{r}')}{E - E_{nL}} - \frac{e^{-\alpha(R)|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{2\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad \alpha(R) = \sqrt{2[U(R) - E]}. \quad (4)$$

Если теперь в качестве G_0 в (3) использовать

$$G_0 = - \frac{e^{-\alpha(R)|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{2\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|},$$

уравнение (3) сведется, очевидно, к системе алгебраических

$$\tau_{\lambda\lambda'} = \sum_{\lambda''} \frac{t_{\lambda\lambda''} \tau_{\lambda''\lambda'}}{E - E_{nL}}, \quad (5)$$

построенных на матричных элементах t -оператора по вырожденным состояниям атома.

Обсудим структуру входящих в полученные выше формулы t -операторов. В общем случае они функции трех переменных [5]: q , q' и E . q , q' — импульсы, зависимость от которых можно найти, пользуясь связью t -оператора с амплитудой рассеяния в разложении по парциальным волнам

$$(e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, t e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}}) = -2\pi A(\mathbf{k}, \mathbf{k}', E) e^{i(\mathbf{k}' - \mathbf{k})\mathbf{r}}, \quad (6)$$

причем на физической поверхности при $k^2 = k'^2 = 2E$

$$A(\mathbf{k}, \mathbf{k}', E) = \sum_l (2l+1) f_l(E) P_l(\cos \theta), \quad f_l = 1/(g_l - ik), \quad \cos \theta = \mathbf{k}\mathbf{k}'/k^2. \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) можно получить, если ввести оператор, дифференцирующий функцию $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}(d_{lm})$ и $e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}}(d_{lm}^*)$ в точке \mathbf{R} ,

$$t = -8\pi^2 \sum_{l,m} |2E|^{-l} f_l(E) d_{lm} d_{lm}^*, \quad d_{lm} = q^l Y_{lm}(\theta_q, \varphi_q), \quad \mathbf{q} = i\nabla|_{\mathbf{r}=\mathbf{R}}. \quad (8)$$

Отметим, что при $k^2 \neq k'^2 \neq 2E$ полученная с помощью (8) амплитуда (6) имеет правильную структуру лишь для потенциала конечного радиуса действия r_0 при $kr_0 < 1$, $k'r_0 < 1$. Если, однако, при расчете матричных элементов мы не выходим за пределы физической поверхности, формулой (8) можно пользоваться в самых общих предположениях о характере взаимодействия электрона с нейтральной возмущающей частицей. Именно такие условия создаются при рассмотрении квазиклассических состояний с большими квантовыми числами. Кроме того, матричные элементы t -оператора выходят на физическую поверхность и при расчете асимптотического поведения низкорасположенных термов, где при $R \gg |E|^{-1}$ вблизи R $\Phi(r) = \Phi(R) e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{R})}$ ($k = i\sqrt{-2E}$) равенство $k^2 = 2E$ выполняется автоматически.

Формула (8) легко обобщается на случай слегка несферических потенциалов, описывающих, например, силовое поле двухатомных молекул X_2 , когда наряду с истинным квантовым числом m (проекцией момента на ось молекулы) возможна еще классификация и по l . В этом случае нужно учитывать только, что f_l зависит и от m , а векторы проектируются не на произвольное направление (как в случае сферического потенциала), а на выделенную ось молекулы.

3. Пользуясь формулами (5) и (8), легко определить в общем случае смещение изолированного s -уровня атома полем нейтральной частицы, например молекулы X_2 ,

$$\Delta\varepsilon_s = -2\pi \sum_{l,m} f_{lm}(\tilde{E}) \left(\frac{\Phi_s^{(l)}(R)}{\alpha^l} \right)^2 |Y_{lm}(\vartheta, \varphi)|^2, \quad (9)$$

ϑ — угол между осью молекулы и направлением вектора \mathbf{R} , $\Phi_s^{(l)}$ — l -я производная Φ_s .¹

Допустим теперь, что в одном из состояний (l, m) электрон и молекула способны образовать устойчивый отрицательный ион. Этим состояниям отвечают полюса в функциях f_{lm} , определяемых аналитическим продолжением наблюдаемых на эксперименте амплитуд рассеяния в область отрицательных энергий.

Используя известное разложение для g_{lm} в (7) при малых энергиях [7]

$$\alpha^{2l} g_{lm} = c_{lm}^{(0)} + c_{lm}^{(1)} \alpha^2$$

(справедливое для взаимодействия конечного радиуса), имеем уравнение ($l \geq 1$)

$$E - E_s - \Delta\varepsilon'_s + 2\pi (\Phi_s^{(l)})^2 |Y_{lm}(\vartheta, \varphi)|^2 \frac{1}{c_{lm}^{(0)} + c_{lm}^{(1)} \alpha^2} = 0 \quad (10)$$

(штрих означает исключение состояния l, m), которое дает следующее выражение для взаимодействия смещенного s -терма с ионным (l, m) -термом. Отметим, что между квантовыми числами l, m и общепринятой классификацией существует простая связь, например, $l = 1, m = 0$ отвечает

¹ Для смещения уровней сильновозбужденных состояний атома полем сферически симметричной частицы, когда f_{lm} не зависит от m , формула (9) переходит в результат Смирнова [6] при условии замены $\alpha f_l(\tilde{E})$ на коэффициенты c_l , определяемые из решения точного уравнения в поле V при отрицательных энергиях.

состоянию Σ_u отрицательного молекулярного иона, $l = 2$, $m = \pm 1$ — состоянию Π_g и т. д.

$$V_{si}^2 = \pi\eta |c_{lm}^{(1)}|^{-1} |\Phi_s^{(l)}(R)|^2 |Y_{lm}(\vartheta, \varphi)|^2, \quad (11)$$

$\eta = 2$ при $m \neq 0$, $\eta = 1$ при $m = 0$.

Коэффициент $c_{lm}^{(1)}$ можно связать с наблюдаемой на эксперименте амплитудой f_{lm} при положительной энергии, равной по величине энергии связи электрона в B^-

$$[2c_{lm}^{(1)}]^{-1} = |f_{lm}(|\varepsilon_B|)(2\varepsilon_B)^{l-1}|. \quad (12)$$

Если отрицательный молекулярный ион образуется в различных колебательных состояниях v , имеется целая сетка ионных термов, отстоящих друг от друга на величину колебательного кванта ω . Для определения взаимодействия с каждым из этих термов выражение (11) умножается, как обычно [2], на соответствующий фактор Франка—Кондона.

Аналогичные, но несколько более сложные выражения для $\Delta\varepsilon_a$ и V_{ai} с помощью формул (5) и (8) могут быть получены и для вырожденных состояний атома. В этом случае наряду с Σ -термом (9) появляются и другие смещенные компоненты уровня.

Для атома, образующего отрицательный ион в p -состоянии (в этом состоянии образуются отрицательные ионы целого ряда элементов, например O, S, Cl), можно получить следующее выражение для взаимодействия nL -уровня с ионным термом:

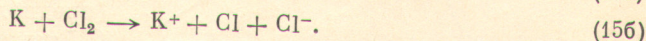
$$V_{ai}^2 = \frac{3}{2} |f_1(|\varepsilon_B|)| (2L+1) \left[(\Phi'_{hL}(R))^2 + (\Phi_{nL}(R))^2 \frac{L(L+1)}{R^2} \right]. \quad (13)$$

Сравнивая (13) с квадратом аналогичного выражения для взаимодействия с ионным s -состоянием $[V_{ai}(s)]^2 = 2\pi |\psi_{nL0}|^2 \alpha$ (это выражение получается и при использовании модели точечного потенциала [4]), находим, что

$$[V_{ai}(p)]^2 / [V_{ai}(s)]^2 \sim |f_1| \alpha \ll 1.$$

Таким образом, в процессах (2) с участием отрицательных ионов, образованных p -электронами, заселяются более глубокие уровни, чем для ионов с s -электронами (при той же энергии сродства).

4. Обратимся теперь к процессам образования отрицательных молекулярных ионов. В работе Бухтеева, Быдина и Дукельского [8] были опубликованы экспериментальные данные о сечениях захвата электронов молекулами O_2 и Cl_2 в столкновениях с атомами калия



Было показано, что в соударениях с молекулами кислорода с подавляющей вероятностью образуются молекулярные ионы O_2^- , в то время как для молекул хлора более эффективным процессом является образование атомарных отрицательных ионов. Поскольку, как мы видели, все особенности процесса (1) определяются характером взаимодействия свободного электрона с молекулой, это обстоятельство легко объясняется при взаимном сопоставлении термов O_2 и O_2^- [9], Cl_2 и Cl_2^- . В первом случае вертикальный электронный переход сопровождается образованием устойчивого иона в состоянии Π_g (преимущественно на нулевом колебательном уровне), во втором он приводит к диссоциации молекулы (как в случае I_2^- [10]) на Cl и Cl^- .

Поскольку для иона O_2^- имеются более полные данные об энергии сродства ($\varepsilon_B = 0.5$ эв) и его терме (${}^2\Pi_g$), ограничимся расчетом реакции (14a).

Сечение определяется формулой

$$\sigma = \pi p \int 2e^{-\xi_s}(1 - e^{-\xi_s}) \exp\left[-\sum_{\alpha} \xi_{\alpha}\right] \rho d\rho d \cos \vartheta, \quad (16a)$$

которая четко отражает динамику реакций типа (1). Здесь

$$\xi_{\alpha} = \frac{2\pi |V_{\alpha i}|^2 R_{\alpha}^3}{\sqrt{R_{\alpha}^2 - \rho^2}}, \quad R_{\alpha} = (E_{\alpha} - \epsilon_B)^{-1}, \quad (16b)$$

ρ — прицельный параметр линейной траектории. Множитель $2e^{-\xi_s}(1 - e^{-\xi_s})$ под интегралом в (16a) — вероятность захвата $4s$ -электрона атома калия в ионное состояние $\Pi_g(V_{si}^2)$ рассчитывается по формуле (11) с $l = 2$ и $m = \pm 1$) при двукратном прохождении точки R_s ; $\exp\left[-\sum_{\alpha} \xi_{\alpha}\right]$, где суммирование распространяется на все остальные пересекаемые ионным термом уровни, — вероятность остаться в ионном состоянии при дальнейшем движении частиц. Множитель $p = 1/3$ появляется из-за различия статистических весов $O_2(^3\Sigma)$ и $O_2(^2\Pi)$ в спиновых состояниях. Так как параметры ξ_{α} зависят от угловой ориентации молекулы, которая в процессе столкновения остается неизменной, в формулу (16a) входит интегрирование по углу ϑ .

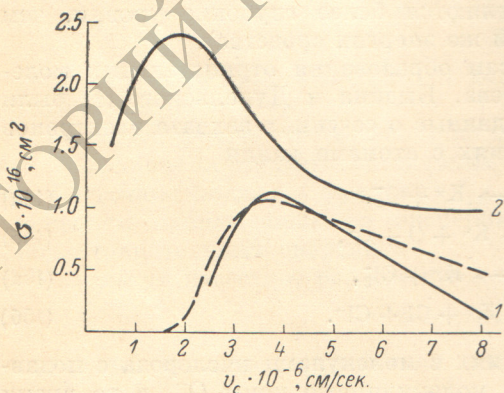
Анализ показывает, что в условиях эксперимента [8] на процесс (14a), кроме основного состояния с

$$V_{si}^2 = \frac{15}{4} [c_{21}^{(1)}]^{-1} |\Phi_s''(R_s)|^2 t^2 (1 - t^2) \quad (t = \cos \vartheta),$$

существенно влияет лишь возможность заселения $4p$ -уровня, для которого расчет по формулам (5) и (8) дает

$$V_{pi}^2 = \frac{45}{4} [c_{21}^{(1)}]^{-1} \left[\left(\Phi_p'' + \frac{1}{2R^2} \Phi_p \right)^2 t^2 (1 - t^2) + (\Phi_p')^2 \frac{1}{R^2} (1 - 3t^2 + 4t^4) \right].$$

Рассчитанная по этим формулам с использованием асимптотических волновых функций [3, 7] зависимость сечения от скорости v_c хорошо



Зависимость сечения образования отрицательных ионов от скорости v_c .

1 — для процесса $K + O_2 \rightarrow K^+ + O_2^-$ (эксперимент [8]);
2 — для процесса $K + Cl_2 \rightarrow K^+ + Cl + Cl^-$ (эксперимент [8]). Штриховая линия — теоретическая кривая, рассчитанная по параметрам O_2 .

объясняет экспериментальные данные: быстрый рост сечения, достижение максимума и дальнейший плавный спад. Наилучшее согласие с экспериментом достигается при $c_{21}^{(1)} = 2.7$ (см. рисунок).

Касаясь процесса (15b), отметим, что соответствующая ему теоретическая кривая должна быть аналогична рассчитанной (предполагается, что состояние Cl_2^- также Π_g). Сечение при этом должно иметь характерную угловую зависимость в распределении вылетающих ионов Cl^- : оно минимально при $\vartheta = 0, \pi/2$ и максимально в области углов $\pi/4, 3\pi/4$. Этот факт, по-видимому, мог бы использоваться при идентификации состояний молекулярных ионов.

5. В заключение рассмотрим коротко вопрос о возмущении сильно возбужденного атома полем нейтральной частицы, находящейся в классически доступной области движения электрона $R < |E|^{-1}$. Влияние инородного газа на положение оптической линии атома может наблюдаться экспериментально и это обстоятельство лежит в основе спектроскопичес-

кого метода исследования рассеяния медленных электронов на атомах [11-14].

Здесь мы исследуем, используя уравнения (3), случай, когда, как и в [13, 14], уровень не слишком близко примыкает к границе сплошного спектра $E = 0$, где справедлив известный результат Ферми [11].

Можно показать, что при $R < |E|^{-1}$ имеет место следующее представление для квазиклассической функции Грина водородоподобного атома ($R^2 \gg (1/k^2) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $k^2 = 2[E - U(R)]$):

$$G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{L, M} \pi n^3 \psi_{nLM}(\mathbf{r}) \psi_{nLM}^*(\mathbf{r}') \operatorname{ctg} \pi(n + \Delta_L) - \frac{\cos k |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (17)$$

(Δ_L — ридберговский сдвиг уровня). Причем, если смещение исследуемого уровня в поле частицы меньше расстояния от этого уровня до соседних, можно ограничиться учетом одного (соответствующего этому уровню) полюсного члена

$$G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_M \frac{\psi_{nLM}(\mathbf{r}) \psi_{nLM}^*(\mathbf{r}')}{E - E_{nL}} - \frac{\cos k |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (18)$$

Напомним, что суммирование по M учитывает возможное вырождение уровня.

Таким образом, и в области $R < |E|^{-1}$ для определения сдвига уровней имеем систему простых алгебраических уравнений

$$\tau_{\lambda\lambda} = \sum_{\lambda'} \frac{K_{\lambda\lambda'} \tau_{\lambda'\lambda}}{E - E_{nL}}, \quad (19)$$

построенных в отличие от (5) на K -матрице

$$K = V + VPG_0K, \quad PG_0 = -\frac{\cos k |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}; \quad (20)$$

при положительных энергиях $\tilde{E} = k^2/2 > 0$ [P в (20) означает исключение особенности в смысле главного значения].

В соответствии с (20) смещение nL -уровня атома полем сферически симметричной частицы при $L \ll n$ определяется выражением

$$\Delta \varepsilon_{nL} = -\frac{2\pi}{k} |\psi_{nL0}(\mathbf{R})|^2 \sum_l (2l+1) \operatorname{tg} \delta_l(R), \quad (21)$$

так что для сдвига оптической линии сильновозбужденного атома в ином газе плотности N имеем

$$\Delta = -2\pi N \int \frac{1}{k} |\psi(\mathbf{R})|^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \operatorname{tg} \delta_l(R) d\mathbf{R}. \quad (22)$$

Полученная формула при малых фазах рассеяния, когда при $l \geq 1$ $\delta_l = 0$, а $(-1/k) \operatorname{tg} \delta_0$ заменяется на длину рассеяния, переходит в известный результат Ферми [11] и лишь в этой области совпадает с результатами работ Алексеева и Собельмана [13] и Смирнова [14] (стр. 125), в которых учитывалась конечная величина фаз рассеяния. Отличие (22) от соответствующей формулы работы [13], в которую вместо $\operatorname{tg} \delta_l$ входит $(1/2) \sin 2\delta_l$, объясняется недостатками использованного в [13] импульсного приближения. Формулы [13] для сдвига и уширения уровней можно получить при непоследовательном использовании в уравнениях (19) t -матрицы, определенной при положительных энергиях, если дополнительно принять во внимание квазиклассическую связь координаты и импульса частицы.

Случаю $\delta_l = \pi/2$ соответствует проявление резонанса в рассеянии электрона на возмущающих частицах. При этом уравнение (21) необходимо рассматривать совместно с условием $k \operatorname{ctg} \delta_l = 0$, определяющим

положение термина автоионизационного состояния отрицательного иона: $E_i = \varepsilon_B^* - 1/R > 0$.

Для потенциала конечного радиуса $k \operatorname{ctg} \delta_l = k^{-2l} [c_l^{(0)} - C_l^{(1)} k^2]$ и имеется простая связь между взаимодействием V_{ai} ковалентного термина с ионным и шириной резонанса в рассеянии электрона на атоме Г

$$V_{ai}^2 = \frac{\pi}{k} |\psi_{nL0}(R)|^2 \bar{\Gamma}, \quad \bar{\Gamma} = (2l + 1) \Gamma. \quad (23)$$

Формулы (21)–(23) применимы, если сдвиг уровня или величина V_{ai} не превышают расстояния между уровнями.

В противном случае необходимо пользоваться выражением (17), которое совместно с (3) следующим образом описывает поведение кулоновских уровней ($\Delta_L = 0$) в окрестности их пересечения с ионным термом:

$$n = \frac{1}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \frac{R - R_n}{\bar{\Gamma} R_n^2}, \quad R_n = \left(\frac{1}{2n^2} + \varepsilon_B^* \right)^{-1}. \quad (24)$$

Отметим, что зависимость типа (24) была получена ранее в работе Демкова и Комарова [15] в рамках общей модели ионизационных процессов. Полученные здесь результаты дополняют эту модель конкретным определением входящих в нее параметров и могут использоваться для количественного исследования процессов ионизации, относительно которых в настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал.

Автор благодарен А. С. Компанейцу и Ф. И. Далидчику за обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] D. R. Bates, I. T. Lewis. Proc. Phys. Soc., *A68*, 173, 1955.
- [2] D. R. Bates, I. J. M. Boyd. Proc. Phys. Soc., *A69*, 910, 1956.
- [3] Б. М. Смирнов, ДАН СССР, *161*, 92, 1965; *173*, 316, 1967.
- [4] И. В. Комаров, П. А. Погорелый, А. С. Тибилев. Опт. и спектр., *27*, 498, 1969.
- [5] А. С. Давыдов. Теория атомного ядра. Физматгиз, М., 1963.
- [6] Б. М. Смирнов. ТЭХ, *7*, 154, 1971.
- [7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, М., 1963.
- [8] А. М. Бухтеев, Ю. Ф. Быдин, В. М. Дукельский. ЖТФ, *31*, 688, 1961.
- [9] А. Бренском. Атомные и молекулярные процессы, 95. Изд. «Мир», М., 1964.
- [10] M. A. Biondi, R. E. Fox. Phys. Rev. *109*, 2008, 2012, 1958.
- [11] E. Fermi. Nuovo cimento. *11*, 157, 1934.
- [12] О. Б. Фирсов. ЖЭТФ, *21*, 627, 634, 1951.
- [13] В. А. Алексеев, И. И. Собельман. ЖЭТФ, *49*, 1274, 1965.
- [14] Б. М. Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. Атомиздат, М., 1968.
- [15] Ю. Н. Демков, И. В. Комаров. ЖЭТФ, *50*, 286, 1966.

Поступило в Редакцию 9 февраля 1973 г.