УДК 539.184.01

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННОГО АТОМА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ДРУГОЙ АТОМНОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Е. Л. Думан

Разработан приближенный метод нахождения сечений деполяризации возбужденного атома с любым полным моментом. Из сравнения сечений деполяризации, найденных приближенным методом и точным численным расчетом, делается вывод, что приближенное решение в пределах 10—15% совпадает с точным расчетом. Находится функция, описывающая зависимость подсчитанных сечений деполяризации возбужденного атома с $j=1$ от показателя степени «n». В предположении, что эта функция верна для любого полного момента возбужденного атома, выводится формула для сечений деполяризации любого момента j, если потенциальную энергию двух атомов нужно аппроксимировать зависимостью B/R^n, $n>3$.

Процесс дезориентации полного момента j возбужденного атома в среде определяет степень поляризации выходящего излучения. Скорость изменения направления момента атома необходимо знать в задачах, связанных с получением ориентированных атомов — «оптическая накачка» [1-5]. Кроме того, проблема дезориентации возбужденного атома при столкновении с атомами буферного газа представляет практический интерес в лазерной технике [6-10], в ядерных исследованиях [11] и в радиоспектроскопических наблюдениях [12].

В большинстве теоретических работ исследуется деполяризация возбужденных атомов с полным моментом $j=1$ [13-15, 19]. В них проведены расчеты сечений переходов между подуровнями возбужденного состояния атома на основе численного интегрирования уравнений прицельного параметра с законом взаимодействия B/R^n, $n=3$ и 6. Для состояний с $j=1/2$ и $j=3/2$ последовательная теория деполяризации в пределе больших и малых мультиплетных расщеплений дана в работах [16-18], причем в работе [17] оцениваются и вклады обменных сил в процесс деполяризации возбужденных атомов.

В настоящей работе вычислены сечения деполяризации возбужденного атома с полным моментом $j=1$ при столкновении его с другой атомной частицей. Потенциальная энергия двух сталкивающихся атомов аппроксимируется зависимостью B/R^n, при $n=3$, 6, 10, 12.

Постановка задачи и общие формулы для сечений деполяризации

Рассмотрим столкновение возбужденного атома, полный момент которого j определенным образом ориентирован в пространстве, с окружающими атомами буферного газа. Возбужденное состояние атома вырождено относительно различных ориентаций полного момента. Расстояние между ближайшими возбужденными состояниями атома велико, так что нерезонансные переходы с одного возбужденного терма на другой отсутствуют. Процесс передачи возбуждения здесь не рассматривается, так что дезориентация полного момента связана только с переходами между подуровнями внутри возбужденного состояния атома.

Большие значения сечений этого процесса оправдывают некоторые предположения, упрощающие решение данной задачи. А именно, потенциальная энергия двух сталкивающихся атомов определяется асимптотическими значениями матричных элементов $V_{ik}(R)$, где $\hat{V}$ — оператор взаимодействия двух атомов. Далее, неравенство $\mu\rho v \gg 1$, позволяющее рассматривать движение ядер сталкивающихся частиц классически, выполняется в широкой области скоростей v, когда столкновения считаются медленными. Пренебрежение нерезонансными переходами от одного возбужденного терма атома к другому дает ограничение скорости столкновения сверху

$$\frac{\Delta E \rho}{v} \gg 1,$$

ΔE — расстояние между возбужденными термами. Здесь и везде далее используется атомная система единиц ($e^2=h=m=1$).

Сечения переходов между подуровнями возбужденного атома определяются через S-матрицу следующим образом:

$$\sigma^j_{mk}(\mathbf{v}) = 2\pi \int\limits_0^\infty \rho d\rho \, |S_{mk}|^2. \tag{1}$$

Здесь m, k — проекции полного момента j на выбранное направление Z до и после столкновения.

Сечения деполяризации начального состояния «m» возбужденного атома находим как сечение перехода из этого состояния во все остальные, т. е.

$$\sigma_m = \sum_{k \neq m} \sigma_{mk}, \tag{2}$$

где σ_{mk} определяется выражением (1). Исходя из свойств унитарности S-матрицы, получим

$$\sigma^j_m(\mathbf{v}) = 2\pi \int\limits_0^\infty \rho d\rho \, (1 - |S_{mm}|^2). \tag{3}$$

Так как рассматриваются переходы между подуровнями состояния с отличным от нуля полным моментом, то сечения переходов (2) и (3) зависят не только от величины, но и от направления скорости столкновения $\mathbf{v}$. Считая столкновения изотропными, получим после усреднения по всем направлениям столкновения [16]

$$\bar{\sigma}^j_m(v) = 2\pi \sum_{kk'll'J} \int\limits_0^\infty \rho d\rho \left[1 - \frac{1}{2J+1} \begin{bmatrix} j & j & J \\ k & l' & k+l' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & J \\ l & k' & l+k' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & J \\ m & m & 2m \end{bmatrix}^2 S'_{kl} S'^{*}_{k'l'} \right]. \tag{4}$$

Здесь $\begin{bmatrix} j & j & J \\ k & l & k+l \end{bmatrix}$ коэффициенты Клебша—Гордана, j — полный момент возбужденного атома, S'_{kl} — элементы S'-матрицы, определяемой в системе координат, жестко связанной с плоскостью траектории сталкивающихся атомов.

Численное решение системы уравнений, определяющих S'-матрицу

Найдем S'-матрицу для конкретного случая, когда $j=1$. Поместим начало отсчета у возбужденного атома «a». Траектория атома «b» лежит в плоскости $x'z'$, где z' совпадает с направлением относительной скорости столкновения $\mathbf{v}$, x' — направлена вдоль прицельного параметра ρ. Трехкратно вырожденное состояние возбужденного атома «a» будем описывать тремя функциями, ориентированными вдоль осей $x'y'z'$ [14, 19]

$$\left.\begin{aligned}
\varphi_{x'} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,(Y_{-1} - Y_1)\,Q(r) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\sin\theta\cos\varphi Q(r),\\
\varphi_{y'} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,(Y_{-1} + Y_1)\,Q(r) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\sin\theta\sin\varphi Q(r),\\
\varphi_{z'} &= Y_0 Q(r) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\cos\theta Q(r),
\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

где Y_m — собственные функции оператора орбитального момента $l=1$ в системе $(x,\ y,\ z)$, $Q(r)$ — радиальная волновая функция возбужденного атома.

Пренебрегая адиабатическими изменениями радиальной волновой функции $Q(r)$, в выбранной системе координат $(x'y'z')$ получим систему уравнений для S'-матрицы в виде

$$i\dot{S}'_{ki} = \sum V'_{kl} S'_{li}. \tag{6}$$

Здесь V'_{kl} — матричные элементы от оператора возмущения в системе $(x'y'z')$. Вычислять матричные элементы удобнее в системе $(x,\ y,\ z)$, жестко связанной с осью квазимолекулы; в этой системе матрица от оператора возмущений $\hat{V}$ в представлении функций (5) диагональна. Имеем

$$\hat{V}' = D^{-1}\hat{V}D, \tag{7}$$

где $\hat{V}'$ и $\hat{V}$ — матричные элементы оператора взаимодействия $\hat{V}$ в системе $(x'y'z')$ и (xyz) соответственно. D-матрица поворота для перехода от системы координат $(x'y'z')$ к системе $(x,\ y,\ z)$.

Подставляя (7) в (6), получим [19] уравнения для S'-матрицы

$$\begin{aligned}
i\dot{S}'_{zi} &= \frac{V_{11}-V_{00}}{2}\,[\sin 2\theta S'_{xi} - \cos 2\theta S'_{zi}],\\
i\dot{S}'_{xi} &= \frac{V_{11}-V_{00}}{2}\,[\cos 2\theta S'_{xi} + \sin 2\theta S'_{zi}],\\
i\dot{S}'_{yi} &= \frac{V_{11}-V_{00}}{2}\,S'_{yz}.
\end{aligned} \tag{8}$$

Здесь $\theta(t)$ — угол между неподвижной осью z' и осью квазимолекулы Z. Расщепление Σ—Π-термов квазимолекулы $V_{11}-V_{00}$ определяется как

$$\frac{V_{11}-V_{00}}{2} = \frac{B_0}{R^n}. \tag{9}$$

R — расстояние между ядрами сталкивающихся атомов.

Таким образом, процесс нахождения S'-матрицы благодаря симметрии гамильтониана сводится к решению системы двух уравнений (8). Легко показать, что решения системы при начальных условиях $|S'_{zz}|=1$ и $|S'_{xz}|=0$ связаны с решением этой же системы, но с другими начальными условиями $|S'_{zx}|=0$ и $|S'_{xx}|=1$, следующими соотношениями:

$$S'_{zz} = S'^{*}_{xx};\quad S'_{xz} = -S'^{*}_{zx}. \tag{10}$$

Так что зная решения системы уравнений (8) только при начальных условиях $|S'_{zz}|=1$, $|S_{xz}|=0$, мы найдем все элементы S'-матрицы в представлении φ_x, φ_y, φ_z — функций (5) [14]

$$S' = \begin{pmatrix} S'^{*}_{zz} & 0 & S'_{xz}\\ 0 & e^{-iq} & 0\\ -S'^{*}_{xz} & 0 & S'_{zz}\end{pmatrix}, \tag{11}$$

где $q = B_0\sqrt{\pi}\,\Gamma(n-1/2)/v\rho^{n-1}\Gamma(n/2)$, B_0 и n — определяют Σ — Π-расщепление (9), ρ — прицельный параметр, v — относительная скорость столкновения.

В представлении собственных функций Y^l_m оператора орбитального момента $l=1$ S'-матрица имеет вид

$$S' = \begin{pmatrix} \frac{S'^*_{zz} + e^{-iq}}{2} & -\frac{S'_{xz}}{\sqrt{2}} & -\frac{S^{**}_{zz} - e^{-iq}}{2} \\ \frac{S'^*_{xz}}{\sqrt{2}} & S'_{zz} & -\frac{S^*_{xz}}{\sqrt{2}} \\ -\frac{S'^*_{zz} - e^{-iq}}{2} & \frac{S_{xz}}{\sqrt{2}} & \frac{S'^*_{zz} + e^{-iq}}{2} \end{pmatrix} e^{-i\frac{q}{3}}. \tag{12}$$

Для численного решения системы уравнений удобно перейти к новой безразмерной переменной $z = vt/R$. Тогда система (8) будет иметь вид

$$\left.\begin{aligned} \frac{idS'_{zi}}{dz} &= \frac{B}{v\rho^{n-1}}\left[(1-z^2)^{\frac{n-2}{2}} 2zS'_{xi} - (1-z^2)^{\frac{n-3}{2}}(1-2z^2)S'_{zi}\right], \\ \frac{idS'_{xi}}{dz} &= \frac{B}{v\rho^{n-1}}\left[(1-z^2)^{\frac{n-3}{2}}(1-2z^2)S'_{xi} - 2z(1-z^2)^{\frac{n-2}{2}} S'_{zi}\right], \\ \frac{idS'_{yi}}{dz} &= \frac{B}{2v\rho^{n-1}} \frac{\Gamma(1/2)\,\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} S'_{yi}, \quad S^0_{ki}\,|_{z=-1} = \delta_{ki}. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Решение уравнений (13) определит S'-матрицу в зависимости от одного параметра $A = B/v\rho^{n-1}$. Подставляя значения матричных элементов S'_{ki} в выражения для сечений (4) и переходя от интегрирования по ρ к интегрированию по параметру A, получим

$$\sigma_m = \frac{2\pi}{n-1}\left(\frac{B}{v}\right)^{2/(n-1)} \int\limits_0^\infty \left(\frac{1}{A}\right)^{(n+1)/(n-1)} W_m(A)\, dA, \tag{14}$$

где W_m есть

$$\left.\begin{aligned} W_0 &= \frac{4}{15}(2 - (\mathrm{Re}\, S'_{zz})^2 + |S'_{xz}|^2 - (\mathrm{Re}\, S'_{zz})\cos q), \\ W_1 &= \frac{2}{5}\Big(2 - (\mathrm{Re}\, S'_{zz})^2 - \frac{2}{3}|S'_{xz}|^2 - (\mathrm{Re}\, S'_{zz})\cos q). \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Сечения, найденные с помощью численного решения уравнений [13–15], приводятся в табл. 1.

Приближенные решения системы уравнений для s'-матрицы. Метод сшивки [22]

1. Система (13) допускает приближенные решения. Будем искать адиабатические решения уравнений (13), когда параметр $A = B/\rho^{n-1}v$ изменяется в пределах

$$1 \leqslant A < \infty.$$

Для этого перейдем к новой системе координат, связанной с осью квазимолекулы Z. Имеем [19],

$$i\dot{S}'_{ki} = V_{kk}S'_{ki} - i\dot{\theta}\sum_{lm} D^*_{km}\left(0, \frac{\pi}{2}, \theta\right)\frac{\partial}{\partial\theta}D_{lm}\left(0, \frac{\pi}{2}, \theta\right)S'_{li}, \tag{16}$$

$$S^0_{ki} = \delta_{ki}; \quad -j \leqslant k \leqslant j.$$

Здесь V_{kk} — матричные элементы оператора взаимодействия в системе координат, жестко связанной с осью квазимолекулы, $\dot{\theta} = \rho v/R^2$ — угловая скорость относительного движения сталкивающихся частиц, S^0_{ki} — начальные условия.

Будем искать решения системы (16) для любого полного момента j. Из (16) видно, что если вращение оси происходит медленно, $\dot{\theta} \ll V_{kk}$, момент атома прецессирует вокруг оси квазимолекулы с частотой $V_{kk}/\hbar$.

В противоположном предельном случае, $\dot{\theta} \gg V_{kk}$, связь между осью квазимолекулы и моментом атома слабая, так что при этих условиях не происходит изменения направления момента. Поэтому в этой области изменения углов θ имеем

$$S'^{I}_{ki} = \sum_m D^j_{km} S'^0_{mi}, \tag{17}$$

где D^j — матрица поворота, соответствующая j-му моменту возбужденного атома, $S'^0_{mi} = \delta_{mi}$ — начальные условия.

В области, где $\dot{\theta} \ll V_{kk}$, S'-матрица имеет вид

$$S'^{II}_{ki} = A_{ki} e^{-\frac{i}{\hbar}\int\limits_{II} V_{kk} dt'}. \tag{18}$$

Считая, что переход из одной области изменения углов ($\dot{\theta} \ll V_{kk}$) в другую происходит мгновенно, получим в этом приближении S'-матрицу в виде [22]

$$S'^j_{kl} = \sum_m D^j_{-km}(-\theta_{m0})\, e^{-i\int\limits_{II} V_{mm} dt'} D_{ml}(\theta_{l0}), \tag{19}$$

где θ_{i0} определяет границу области, так что

$$\sin\theta_{i0} = \frac{\rho}{R_i}, \quad V_{ii}(R_i) = \dot{\theta}(R_i). \tag{20}$$

Однако найденные таким образом углы θ_{m0} и θ_{l0} в выражении (19) могут быть разными. Это затруднит дальнейшие вычисления. Разумно ввести такой средний угол θ_0, который бы связывал расщепления термов $V_{ii} - V_{kk}$ с угловой скоростью $\dot{\theta}$ следующим образом:

$$\sin\theta_0 = \frac{\rho}{R_0}, \quad \sum_{i \neq k} \frac{|V_{ii} - V_{kk}|}{j+1} = \dot{\theta}(R_0). \tag{21}$$

Пусть

$$\sum_{i \neq k} \frac{|V_{ii} - V_{kk}|}{j+1} = \frac{B_0}{R^n}. \tag{22}$$

Тогда имеем

$$R_0 = \left(\frac{B_0}{\rho v}\right)^{1/(n-2)}, \quad z = \sin\theta_0 = \frac{\rho}{R_0} = A^{1/(2-n)}, \tag{23}$$

где $A = \frac{B_0}{\rho^{n-1} v}$, $1 \leqslant A < \infty$.

2. Для $A \ll 1$ неадиабатические решения системы (13) определяются теорией возмущения [20], так что в нулевом приближении имеем

$$S^{(\text{неад.})}_{ik} = \delta_{ik} e^{-iA}. \tag{24}$$

Учитывая вклады неадиабатической и адиабатической областей изменения параметра A, найдем сечения деполяризации в виде суммы

$$\bar{\sigma}^j_m = \frac{2\pi}{n-1}\left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)} \left[\int\limits_0^1 \left(\frac{1}{A}\right)^{(n+1)/(n-1)} W^{\text{неад.}}_{j,m}(A) + \int\limits_1^\infty \left(\frac{1}{A}\right)^{(n+1)/(n-1)} W^{ag}_{j,m}(A)\, dA\right]. \tag{25}$$

Здесь $W_{j,m}$ — усредненная по всем направлениям столкновения вероятность изменения первоначального направления «m» полного момента возбужденного атома

$$W_{j,m} = \left[1 - \sum_{kk'll'J} \frac{1}{2j+1} \begin{bmatrix} j & j & J \\ m & m & 2m \end{bmatrix}^2 \begin{bmatrix} j & j & J \\ k & l' & k+l' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & J \\ k' & l & k'+l \end{bmatrix} S'_{kl} S'^*_{k'l'}\right], \tag{26}$$

$W^{ag}_{j,m}$, $W^{\text{неад.}}_{j,m}$ — адиабатические и неадиабатические вероятности, определяемые S'-матрицами, найденными по формулам (19) и (24) соответственно.

3. Очевидно, что используемое приближение тем ближе к действительности, чем выше значения «n». Это связано с тем, что при больших «n» область, где оба члена в системе уравнений (16) играют одинаковую роль, оказывается узкой по сравнению с областью перехода R_0. Поэтому предложенная модель дает асимптотически точный результат при $n \to \infty$. Далее, из (25) видно, что при больших «n» первое слагаемое мало по сравнению со вторым, так что при $n \to \infty$ им можно пренебречь, и сечения деполяризации можно записать в виде

$$\bar{\sigma}^{j}_{m}(n \to \infty) = \pi \left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)} \int\limits_0^{\infty} W^{ag}_{m}\left(t^{(1-n)/2}\right) dt, \quad t = A^{2/(1-n)}. \tag{27}$$

4. Определим в рамках описанного выше приближения сечения дезориентации полного момента $j = 1$. Из выражения (19) находим необходимые для этого элементы S'-матрицы.

$$S'_{00} = S'_{zz} = -\cos \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{V_{00} - V_{11}}{2} dt' + i \cos 2\theta_0 \sin \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{V_{00} - V_{11}}{2} dt',$$

$$S'_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} S'_{xz} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\theta_0 \sin \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{V_{00} - V_{11}}{2} dt'. \tag{28}$$

Здесь θ_0 — средний угол, который связывает расщепление Σ—Π-термов с угловой скоростью $\dot{\theta}$ относительного движения, согласно выражениям (22) и (23). Подставляя значения матричных элементов (28) в (15), по формуле (26) найдем, что сечения деполяризации равны

$$\bar{\sigma}^{j=1}_{m}(n \to \infty) = D_m \pi \left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/n-1} \int\limits_0^{\infty} \sin^2 \frac{B_0 \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma(n/2)\, t^{(n-1)/2}} dt, \tag{29}$$

где $D_{m=0} = \frac{8}{15}$, $D_{m=1} = \frac{4}{5}$.

При выводе формулы (29) мы учли то обстоятельство, что при $n \to \infty$ основной вклад в сечения дают значения параметра $A \sim 1$, в этой области изменения A угол $\theta_0 \sim \pi/2$.

Итак, окончательно получаем

$$\left.\begin{aligned} \bar{\sigma}^{j=1}_{m}(n \to \infty) &= D_m \pi \left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)} \frac{\pi \left[2\sqrt{\pi}\, \Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right) \Big/ \Gamma(n/2)\right]^{2/(n-1)}}{4\Gamma\left(\frac{2}{n-1}\right) \sin \frac{\pi}{n-1}}, \\ D_{m=0} &= \frac{8}{15}, \quad D_{m=1} = \frac{4}{5}. \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

В табл. 1 приводятся сечения, найденные численным методом и по формуле (30). Здесь же для сравнения приводятся сечения деполяризации, вычисленные Ребане [14]. При этом надо иметь в виду, что сравниваемые сечения связаны унитарным преобразованием

$$\sigma^{j}_{m} = \sum_{\varkappa} \begin{bmatrix} j & j & \varkappa \\ m & -m & 0 \end{bmatrix}^2 \sigma^{j}_{\varkappa}, \tag{31}$$

где σ^{j}_{m} — наши сечения, а $\sigma^{j}_{\varkappa}$ — сечения [13, 15], определяющие сохранение возбужденного состояния ($\varkappa = 0$), распад «ориентации» ($\varkappa = 1$) и «выстраивания» ($\varkappa = 2$), вычисленные Ребане [14].

Таблица 1

Сечения деполяризации возбужденного атома в единицах $\left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)}$

n	$\delta_{m=0}^{j=1}$			$\delta_{m=1}^{j=1}$			$\delta_{m=3/2}^{j=3/2}$			$\sigma_{m=1/2}^{j=1/2}$	
	численные расчеты			численные расчеты			численные расчеты				
	[14]	наши вычисления	по формуле (35)	[14]	наши вычисления	по формуле (35)	[16,17]	[18]	по формуле (35)	[16]	по формуле (35)
3	4.0	3.9	5.3	4.7	5.3	8.0	—	—	—	—	—
6	1.6	1.7	1.7	1.74	2.2	2.5	0.78	0.74	0.86	$4/3\pi C$*	$4/3\pi C$
10	—	1.2	1.25	—	1.9	1.85	—	—	—	—	—
12	—	0.8	0.9	—	1.1	1.3	—	—	—	—	—

* $C = \int\limits_0^\infty \sin^2\alpha(\rho)\,\rho d\rho$, где $\alpha(\rho)$ определяет расщепление термов $^2\pi_{+1/2}$ и $^2\pi_{-1/2}$ от прицельного параметра ρ.

Из табл. 1 видно, что найденные нами приближенным методом сечения в пределе $n \to \infty$ хорошо описывают процесс деполяризации уже при $n > 3$.

5. Обобщим полученные результаты (30) для любого j. Будем считать, что для $n > 3$ сечение деполяризации любого полного момента можно записать в виде

$$\sigma_m^j(n) = D_m^j \pi \left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)} f(n), \tag{32}$$

где

$$f(n) = \frac{\pi}{4} \frac{\left[\dfrac{2\sqrt{\pi}\,\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}\right]^{2/(n-1)}}{\Gamma\left(\dfrac{2}{n-1}\right)\sin\dfrac{\pi}{n-1}}. \tag{33}$$

где D_m^j — есть усредненная по всем направлениям столкновения вероятность изменения первоначальной ориентации «m» полного момента j. Выражение для D_m^j легко получить в нашем приближении из формулы (26), положив в ней $S'_{kl} = \delta_{kl} e^{-iV_{ll}}$ и пренебрегая осциллирующими членами

$$D_m^j = 1 - \sum_J \frac{1}{2J+1} \begin{bmatrix} j & j & J \\ m & m & 2m \end{bmatrix}^2. \tag{34}$$

Таблица 2

n	3	4	6	10	12
$f(n)$	π	1.46	1	0.74	0.54

Окончательно имеем

$$\sigma_m^j(n > 3) = \left\{1 - \sum_J \frac{1}{2J+1} \begin{bmatrix} j & j & J \\ m & m & 2m \end{bmatrix}^2\right\} \pi \left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)} f(n). \tag{35}$$

В табл. 2 приводятся значения функции $f(n)$, подсчитанной по формуле (33) для некоторых значений «n».

В цитируемых выше работах [16–18] на основе численного интегрирования уравнений прицельного параметра найдены сечения деполяризации полных моментов $j=1/2$ и $j=3/2$. Сравнение этих сечений с сечениями, вычисленными по формуле (35) (табл. 1), позволяет сделать вывод, что с точностью до 10—15% формула (35) правильно описывает процесс деполяризации возбужденного состояния атома. Усреднение по всем направлениям столкновения (4) делает сечение деполяризации слабо зависящей от выбора приближения для вычисления S'-матрицы. Так, например, сечения деполяризации моментов $j=2$ и 3, полученные в адиабатическом приближении Вонгом и Томлинсоном [21], путем решения уравнения (4) на ЭВМ, лишь на 10% меньше наших расчетов по формуле (35).

Заметим далее, что сечения $\sigma_\varkappa$ разрушения q-х компонент $\varkappa$-го мультипольного момента атома $f_q^\varkappa$ [13]

$$\frac{df_q^\varkappa}{dt} = -n\bar{v}\sigma_\varkappa f_q^\varkappa, \quad f_q^\varkappa = (-1)^{q+\varkappa} \sum_{m,m'} \begin{bmatrix} j & \varkappa & j \\ m & q & m' \end{bmatrix} f_{mm'}$$

определяются выражением [13–15]

$$\sigma_\varkappa = 2\pi \int_0^\infty \rho d\rho \left[\sum_{\substack{kl \\ k'l'}} \frac{1}{2\varkappa+1} \begin{bmatrix} j & j & \varkappa \\ k & -l & p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j & j & \varkappa \\ k' & -l' & p \end{bmatrix} (\delta_{kl}\delta_{k'l'} - S_{kl}S^*_{k'l'}) \right]$$

и в нашем приближении равны

$$\sigma_\varkappa \simeq \frac{4\pi}{2\varkappa+1} \left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)} \left(\varkappa - \sum_{k>0} \begin{bmatrix} j & j & \varkappa \\ k & k & 2k \end{bmatrix}^2 \right) f_n. \tag{36}$$

Значения сечений разрушения мультипольных моментов $\sigma_\varkappa$, вычисленные по формулам (33), (36), приводятся в табл. 3.

Таблица 3

Сечения распада q компонент $\varkappa$-го мультипольного момента атома $\sigma_\varkappa$ в единицах $\left(\frac{B_0}{v}\right)^{2/(n-1)}$

n	$j=1$, $\sigma_{\varkappa=2}$, по формулам (33), (36)	$j=1$, $\sigma_{\varkappa=2}$, численный расчет [14]	$j=1$, $\sigma_{\varkappa=1}$, по формулам (33), (36)	$j=1$, $\sigma_{\varkappa=1}$, численный расчет [14]	$j=3/2$, $\sigma_{\varkappa=3}$, по формулам (33), (36)	$j=3/2$, $\sigma_{\varkappa=3}$, численный расчет [18]	$j=3/2$, $\sigma_{\varkappa=2}$, по формулам (33), (36)	$j=3/2$, $\sigma_{\varkappa=2}$, численный расчет [18]	$j=3/2$, $\sigma_{\varkappa=1}$, по формулам (33), (36)	$j=3/2$, $\sigma_{\varkappa=1}$, численный расчет [18]	$j=2$, $\sigma_{\varkappa=4}$, по формулам (33), (36)
3	8	6	13	7.3	8	—	15	—	9.4	—	11
6	2.5	2.52	4.2	2.8	2.5	2.54	4.75	4.0	3.0	3.2	3.4
10	1.85	—	3.1	—	1.85	—	3.5	—	2.2	—	2.5
12	1.3	—	2.1	—	1.3	—	2.5	—	1.5	—	1.75

Автор приносит благодарность Б. М. Смирнову и М. И. Чибисову за прочтение рукописи и ценные замечания.

Литература

[1] Р. А. Житников, П. П. Кулешов, А. И. Окуневич, Б. Н. Севастьянов. ЖЭТФ, *58*, 831, 1970.
[2] J. Fricke, J. Naas. Zs. Naturf., *21a*, 1319, 1966.
[3] M. Elbel, F. Naymann. Zs. f. Phys., *204*, 501, 1967.
[4] J. Fricke, J. Haas, E. Lüscher, F. Franz. Phys. Rev., *163*, 45, 1967.
[5] A. Kastler. J. Phys. et. radium, *11*, 250, 1951; *17*, 191, 1951.
[6] А. И. Алексеев, В. М. Гамлицкий. ЖЭТФ, *57*, 1002, 1969.
[7] W. Gulshaw, J. Kanneland. Phys. Rev., *156*, 308, 1967.
[8] H. de Lang. Physika, *33*, 163, 1967.
[9] W. J. Tomlinson, R. L. Fork. Phys. Rev., *164*, 466, 1967.
[10] W. van Haeringen. Phys. Rev., *158*, 256, 1967.
[11] Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка. Изв. АН СССР, сер. физ., *34*, 646, 1970.
[12] П. П. Феофилов. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. Физматгиз, М., 1959.

[13] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, *48*, 345, 1965.
[14] В. Н. Ребане. Опт. и спектр., *24*, 296, 1968; *26*, 673, 1969.
[15] A. Omont, J. Menuier. Phys. Rev., *169*, 92, 1968.
[16] E. P. Gordeev, E. E. Nikitin, M. Ovchinnikova. Can. J. Phys., *47*, 1813, 1969.
[17] Е. П. Гордеев, Е. Е. Никитин, М. Я. Овчинникова. Опт. и спектр., *30*, 189, 1971.
[18] А. Н. Окуневич, В. И. Перель. ЖЭТФ, *58*, 666, 1970.
[19] Е. Л. Думан, Б. М. Смирнов, М. И. Чибисов. ЖЭТФ, *53*, 314, 1967.
[20] А. И. Вайнштейн, В. М. Галицкий. Резонансная передача возбуждения при столкновении медленных атомов. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1965.
[21] C. M. Wang, W. L. Tomlinson. Phys. Rev., *181*, 115, 1969.
[22] E. I. Dashevskaya. Chem. Phys. Lett., *11*, 184, 1971.

Поступило в Редакцию 8 февраля 1972 г.