

УДК 533.6.011+535.21

## СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ВИХРИ В ГАЗЕ

ГЕЛЬМУХАНОВ Ф. В., ИЛЬЧЕВ Л. В.

В настоящей работе рассматривается энтропийное (не силовое) воздействие света на поступательные степени свободы газа. Примерами таких воздействий являются эффекты светоиндуцированной диффузии [1] и светоиндуцированного дрейфа [2, 3]. В первых работах по этим явлениям поглощающее свет частицы считались двухуровневыми. Светоиндуцированный дрейф частиц с вырожденными уровнями исследовался в работе [4]. В этой работе было показано, что в линейном по интенсивности электромагнитного поля приближении дрейф частиц не зависит от поляризации излучения (исключая случай стереоизомеров [5]). Причиной этого является ортогональность вектора поляризации поля и направления дрейфа, коллинеарного с волновым вектором  $\mathbf{k}$  электромагнитной волны. В случае светоиндуцированной диффузии [1], обусловленной поперечной неоднородностью интенсивности поля, направление диффузии лежит в той же плоскости, что и вектор поляризации поля. Неортогональность направления диффузии и вектора поляризации, как будет показано в настоящей работе, качественно изменяет характер диффузии частиц с вырожденными уровнями: в газе возникают противоположно направленные стационарные вихревые потоки поглощающих и примесных (буферных) частиц. Кроме этого, распределение поглощающих и буферных частиц в поперечном  $\mathbf{k}$  направлении становится анизотропным даже в случае аксиально-симметричного пучка света.

Качественная картина явления заключается в следующем. Под воздействием света, например линейной поляризации, у частиц с вырожденными уровнями возникает квадрупольный магнитный момент или выстраивание [6, 7], причем ось выстраивания параллельна вектору линейной поляризации  $\mathbf{n}$ . С точки зрения столкновения с буферными частицами выстроенные частицы ведут себя как эллипсоиды с главной осью, параллельной вектору линейной поляризации  $\mathbf{n}$ . Благодаря диффузии возбужденных частиц действующая на весь поглощающий газ сила трения пропорциональна градиенту интенсивности поля  $\nabla I$  [1]. Но при диффузии выстроенных вдоль  $\mathbf{n}$  частиц следует ожидать зависимости силы трения от взаимной ориентации векторов  $\nabla I$  и  $\mathbf{n}$ . В линейном по интенсивности  $I$  приближении из векторов  $\nabla I$  и  $\mathbf{n}$  можно сконструировать лишь один истинный вектор:  $\mathbf{n}(\mathbf{n}\nabla I)$ . Таким образом, сила трения имеет следующую структуру:

$$\mathbf{F} = A\nabla I + B\mathbf{n}(\mathbf{n}\nabla I)$$

Структура силы трения  $\mathbf{F}$  наводит на аналогию между дрейфом вырожденных частиц и движением парусного судна. Градиент интенсивности  $\nabla I$  эквивалентен ветру, а ось выстраивания  $\mathbf{n}$  — направлению киля судна. В итоге результирующая сила оказывается неколлинеарной «ветру» —  $\nabla I$ . Более того, сила  $\mathbf{F}$  уже не является потенциальной, в чем нетрудно убедиться, вычислив  $\text{rot } \mathbf{F} \neq 0$ . Благодаря непотенциальности силы трения  $\mathbf{F}$  движение поглощающих частиц становится вихревым.

**1. Уравнения газовой динамики в  $\mathcal{M}\mathcal{Q}$ -представлении.** Будем рассматривать резонансное взаимодействие бегущей электромагнитной волны с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  с двухкомпонентной газовой смесью из резонансных со светом частиц и частиц буферного газа. Предполагается, что электромагнитное поле находится в точном резонансе с частотой перехода между вырожденными уровнями  $m$  и  $n$  с угловыми моментами  $J_m$  и  $J_n$ .

Исходными служат уравнения для матрицы плотности вырожденной двухуровневой системы в представлении поляризационных моментов ( $\mathcal{M}\mathcal{Q}$ -представлении) [6, 7]. Используется линейное по интенсивности поля

приближение

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla + \Gamma_m\right)\rho_m(\kappa q \mathbf{v}) = S_m(\kappa q \mathbf{v}) +$$

$$+ i \frac{2\rho_0 \Gamma a_{m\kappa}}{\Gamma^2 + (\mathbf{k}\mathbf{v})^2} I(\kappa q) W(\mathbf{v}) \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\right)\rho_n(\kappa q \mathbf{v}) = \Gamma_m(\kappa)\rho_m(\kappa q \mathbf{v}) + S_n(\kappa q \mathbf{v}) -$$

$$- \frac{2\rho_0 \Gamma a_{n\kappa}}{\Gamma^2 + (\mathbf{k}\mathbf{v})^2} I(\kappa q) W(\mathbf{v})$$

$$I(\kappa q) = \sum_{\sigma\sigma_1} (-1)^{1-\sigma_1} \langle 1\sigma 1 - \sigma_1 | \kappa q \rangle G^\sigma G^{\sigma_1*}$$

$$G^\sigma = \frac{E^\sigma \langle m || d || n \rangle}{2\sqrt{3} \hbar}, \quad \rho_0 = \frac{\rho}{2J_n + 1}$$

$$a_{m\kappa} = 3 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_m & J_m & J_n \end{matrix} \right\} (-1)^{1+\kappa+J_m+J_n}, \quad a_{n\kappa} = 3 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & \kappa \\ J_n & J_n & J_m \end{matrix} \right\} (-1)^{1+J_m+J_n}$$

$$\Gamma_m(\kappa) = \Gamma_m \left\{ \begin{matrix} \kappa & J_n & J_n \\ 1 & J_m & J_m \end{matrix} \right\} (2J_m + 1) (-1)^{1+\kappa+J_m+J_n}$$

где  $E^\sigma$  — контравариантная циклическая компонента напряженности электромагнитного поля;  $\langle m || d || n \rangle$  — приведенный матричный элемент дипольного момента перехода  $m-n$ ;  $\rho$  — равновесная плотность поглощающего газа;  $\Gamma_m$  — константа радиационного распада возбужденного состояния  $m$ ;  $\Gamma$  — полуширина линии люминесценции;  $W(\mathbf{v})$  — распределение Максвелла.

В выбранном приближении по интенсивности излучения электромагнитное поле изменяет населенности уровней  $\sqrt{2J_i+1} \rho_i(00\mathbf{v})$  и может создавать ориентацию  $\rho_i(1q\mathbf{v})$  и выстраивание  $\rho_i(2q\mathbf{v})$  [6, 7]. Благодаря столкновениям различные поляризационные моменты взаимодействуют друг с другом.

В представлении поляризационных моментов интеграл столкновений  $S_i(\kappa q \mathbf{v})$  в случае только упругих столкновений (переходы только между магнитными подуровнями) имеет вид [6]

$$S_i(\kappa q \mathbf{v}) = \sum_{\kappa_1 q_1} \sum_{\kappa_b q_b} \sum_{J_b} \left[ - \int d\mathbf{u} \rho_b(\kappa_b q_b \mathbf{v} - \mathbf{u}) \rho_i(\kappa_1 q_1 \mathbf{v}) \times \right.$$

$$\times \sigma_i(\kappa q \mathbf{u} | \kappa_1 q_1 \kappa_b q_b \mathbf{u}) + \sqrt{2J_b+1} \int d\mathbf{v}_1 d\mathbf{u} d\Omega u \delta \left( \mathbf{v} - \mathbf{v}_1 - \frac{\mu}{m} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_1) \right) \times$$

$$\left. \times \rho_b(\kappa_b q_b \mathbf{v}_1 - \mathbf{u}_1) \rho_i(\kappa_1 q_1 \mathbf{v}_1) \sigma_i(\kappa q 00 \mathbf{u} | \kappa_1 q_1 \kappa_b q_b \mathbf{u}_1) \right] \quad (1.2)$$

$$\sigma_i(\kappa q \mathbf{u} | \kappa_1 q_1 \kappa_b q_b \mathbf{u}) = \frac{2\pi\hbar}{i\mu} \sum_{MM'} \sum_{M_1 M_1'} \sum_{M_b M_b'} (-1)^{M' - M_1'} \times$$

$$\times \langle J_i M J_i - M' | \kappa q \rangle \langle J_i M_1 J_i - M_1' | \kappa_1 q_1 \rangle \{ \delta_{M' M_1'} (-1)^{J_b - M_b} \langle J_b M_b J_b - M_b | \kappa_b q_b \rangle \times$$

$$\times f_i(M M_b \mathbf{u} | M_1 M_b \mathbf{u}) - \delta_{M M_1} (-1)^{J_b - M_b} \langle J_b M_b J_b - M_b | \kappa_b q_b \rangle f_i^*(M' M_b \mathbf{u} | M_1' M_b \mathbf{u}) \}$$

$$\sigma_i(\kappa q 00 \mathbf{u} | \kappa_1 q_1 \kappa_b q_b \mathbf{u}_1) = \frac{1}{\sqrt{2J_b+1}} \sum_{MM'} \sum_{M_1 M_1'} \sum_{M_b M_b'} (-1)^{J_b - M_b' + M' - M_1'} \times$$

$$\times \langle J_i M J_i - M' | \kappa q \rangle \langle J_i M_1 J_i - M_1' | \kappa_1 q_1 \rangle \langle J_b M_b J_b - M_b' | \kappa_b q_b \rangle \times$$

$$\times f_i(M M_b \mathbf{u} | M_1 M_b \mathbf{u}_1) f_i^*(M' M_b \mathbf{u} | M_1' M_b' \mathbf{u}_1)$$

Суммирование по  $\kappa_1 q_1$  и  $\kappa_b q_b$  отражает вклад в столкновительную релаксацию момента  $\kappa q$  всех моментов  $\kappa_1 q_1$ , возможную поляризацию буферных частиц и зависимость сечений столкновений от уровня, на котором находится буферная частица;  $\mu$ ,  $m$  — приведенная масса сталкивающихся частиц и масса резонансных частиц;  $f_i(MM_b u | M_1 M_b u_1)$  — амплитуда рассеяния внутри телесного угла  $d\Omega$ ;  $u$  и  $u_1$  — относительные скорости частиц до и после столкновения. Так как рассматриваются только упругие процессы,  $u = u_1$ . Величины  $\sigma_i(\kappa q u | \kappa_1 q_1 \kappa_b q_b u)$  и  $\sigma_i(\kappa q 0 0 u | \kappa_1 q_1 \kappa_b q_b u_1)$  связаны друг с другом через оптическую теорему [6].

Переходя от уравнений (1.1) к уравнениям газовой динамики для плотностей и потоков, предполагаем, что отклонения распределений поляризационных моментов по скоростям  $\rho_i(\kappa q v)$  от максвелловского распределения мало. Для этого достаточно потребовать малости доплеровского уширения по сравнению с однородной шириной ( $k \langle v \rangle \ll \Gamma$ ). Кроме этого для характерного масштаба пространственной неоднородности светового пучка  $a$  необходимо потребовать

$$\frac{\langle v \rangle}{a(\Gamma_m(\Gamma_m + \nu))^{1/2}} \ll 1 \quad (1.3)$$

где  $\langle v \rangle$  — среднетепловая скорость,  $\nu$  — частота столкновений. В рассматриваемом случае характерным масштабом  $a$  является радиус светового пучка. Для простоты будем считать плотность буферного газа большой по сравнению с плотностью резонансных частиц ( $\rho_b \gg \rho$ ), а сами буферные частицы неполяризованными. Учитывая сказанное, представим поляризационные моменты в виде ( $i = m, n$ )

$$\rho_i(\kappa q v) = \left( \rho_i(\kappa q) + \frac{2}{\bar{v}^2} v j_i(\kappa q) \right) W(v)$$

$$\rho_b(\kappa q v) = \delta_{\kappa 0} \delta_{q 0} \frac{\rho_b(J_b)}{\sqrt{2J_b + 1}} W_b(v)$$

Здесь  $\rho_i(\kappa q) = \langle \rho_i(\kappa q v) \rangle$ ,  $j_i(\kappa q) = \langle v \rho_i(\kappa q v) \rangle$  — плотность и поток поляризационного момента  $\kappa q$  для частиц в состоянии  $i$ ; угловыми скобками обозначено интегрирование по скоростям.

Уравнения для  $\rho_i(\kappa q)$  и  $j_i(\kappa q)$  получаются интегрированием системы (1.1) по скорости в первом случае и предварительным умножением на  $v$  и последующим интегрированием по скорости — во втором.

При вычислении столкновительных членов существенны два момента. Во-первых, в работе предполагается зеркальная симметрия резонансных частиц. Во-вторых, при вычислении моментов от интегралов столкновений не учитываются члены, пропорциональные  $[\rho j]$  (где  $\rho$  — вектор ориентации, а  $j$  — поток частиц). Заметим, что ориентация частиц  $\rho$  отсутствует в поле линейной поляризации [6].

Таким образом, ограничимся рассмотрением населенностей и выстраиваний и их столкновительным взаимодействием. Система стационарных моментных уравнений, полученная в рамках сделанных предположений, имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma_m \rho_m(0) + \text{div } j_m(0) &= \Gamma_m a_{m0} \kappa(00) \rho_0 \\ \text{div } j &= 0, \quad j = \sqrt{2J_m + 1} j_m(0) + \sqrt{2J_n + 1} j_n(0) \\ \Gamma_m j_m(0) + \frac{\bar{v}^2}{2} \nabla \rho_m(0) &= -v_m(00) j_m(0) - v_m(02) j_m(2) \\ \frac{\bar{v}^2}{2} \nabla \rho(r) &= -v_n(00) j - (v_m(00) - v_n(00)) \sqrt{2J_m + 1} j_m(0) - \\ &\quad - v_m(02) \sqrt{2J_m + 1} j_m(2) - v_n(02) \sqrt{2J_n + 1} j_n(2) \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned}
& (\Gamma_m + v_m) \rho_m(2q) + \text{div } \mathbf{j}_m(2q) = \Gamma_m a_{m2} \kappa(2q) \rho_0 \\
& v_n \rho_n(2q) + \text{div } \mathbf{j}_n(2q) = \Gamma_m(2) \rho_m(2q) - \Gamma_m a_{n2} \kappa(2q) \rho_0 \\
& (\Gamma_m + v_m(2)) \mathbf{j}_m(2) + \frac{\bar{v}^2}{2} \sum_{\sigma\sigma_1} e^\sigma (-1)^\sigma \langle 1 - \sigma 1 \sigma_1 | 2\sigma_1 - \sigma \rangle \nabla_{\sigma_1} \rho_n(2\sigma_1 - \sigma) = \\
& \quad = -v_m(2) \mathbf{j}_m(0) \\
& v_n(2) \mathbf{j}_n(2) + \frac{\langle v \rangle^2}{2} \sum_{\sigma\sigma_1} e^\sigma (-1)^\sigma \langle 1 - \sigma 1 \sigma_1 | 2\sigma_1 - \sigma \rangle \nabla_{\sigma_1} \rho_n(2\sigma_1 - \sigma) = \\
& \quad = \Gamma_m(2) \mathbf{j}_m(2) - v_n(2) \mathbf{j}_n(0) \\
& \kappa(\lambda q) = \frac{2I(\lambda q)}{\Gamma \Gamma_m}, \quad \nabla_{\pm i} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial}{\partial x} \pm i \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \nabla_0 = \frac{\partial}{\partial z} \\
& \rho(\mathbf{r}) = \sqrt{2J_m + 1} \rho_m(0) + \sqrt{2J_n + 1} \rho_n(0) \\
& \mathbf{j}_i(2) = \sum_{\sigma\sigma_1} e^\sigma (-1)^\sigma \langle 1 - \sigma 1 \sigma_1 | 2\sigma_1 - \sigma \rangle j_{i\sigma_1}(2\sigma_1 - \sigma)
\end{aligned}$$

Здесь предполагается, что интенсивность излучения однородна вдоль направления распространения света;  $\rho_i(0) = \rho_i(00)$ ,  $\mathbf{j}_i(0) = \mathbf{j}_i(00)$ ,  $\kappa(\lambda q)$  — параметр насыщения. Уравнения написаны в ковариантных циклических координатах. Ось  $z$  выбрана вдоль волнового вектора  $\mathbf{k}$ .

Поясним смысл различных членов в системе уравнений (1.4). Первая пара уравнений определяет плотности  $\rho_m(0)$  и  $\rho_n(0)$ , которые связаны условием сохранения числа частиц. Столкновительные члены в этих уравнениях отсутствуют, так как  $\langle S_i(00v) \rangle = 0$ , что является следствием упругости столкновений. В третьей паре уравнений для плотностей выстраиваний  $\rho_i(2q)$  имеет место столкновительная релаксация:  $\langle S_i(2qv) \rangle = -v_i \rho_i(2q)$ . Правая часть второй пары уравнений есть не что иное, как  $F_i/m\sqrt{2J_i+1}$ , где  $F_i$  — плотность силы трения, действующей на массовый поток частиц на уровне  $i$ . Первый член  $-v_i(00) \mathbf{j}_i(0)$  есть обычная сила трения, направленная против потока, но теперь в силу трения появилась поправка  $-v_i(02) \mathbf{j}_i(2)$ , связанная с потоком выстроенных частиц. Специфическая форма этого члена обусловлена тем, что  $\mathbf{j}_i(2q)$  не является по существу вектором (при повороте системы координат компоненты  $j_{i\sigma}(2q)$  преобразуются не так, как должны преобразовываться компоненты вектора). Единственный вектор, который может быть сконструирован из компонент  $j_{i\sigma}(2q)$  и который может войти в вектор силы трения  $\langle v S_i(00v) \rangle$ , есть  $\mathbf{j}_i(2)$ . При записи кинетического уравнения для  $\mathbf{j}_i(2)$  в его столкновительный член войдут в виде линейной комбинации вектор  $\mathbf{j}_i(0)$  и сам  $\mathbf{j}_i(2)$ , что и имеет место в последней паре уравнений системы (1.4).

Частоты столкновений  $v_i(02)$  и  $v_i(20)$  ответственны за взаимную связь через столкновительную релаксацию потоков населенностей и выстраиваний. Эти частоты следующим образом выражаются через сечения (1.2)  $\sigma'$  в системе координат, связанной с относительными скоростями до и после столкновения ( $\mathbf{u}$  вдоль оси  $z$ ,  $\mathbf{u}_1$  лежит в плоскости  $xz$ ):

$$v_i(02) = \frac{1}{5} L \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} (1 - \cos \theta) \sigma_i'(0000\mathbf{u}_1 | 2000\mathbf{u}) + \sin \theta \sigma_i'(0000\mathbf{u}_1 | 2100\mathbf{u}) \right] \quad (1.5)$$

$$v_i(20) = \frac{1}{3} L \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} \{ \sigma_i'(0000\mathbf{u}_1 | 2000\mathbf{u}) - \cos \theta \sigma_i'(2000\mathbf{u}_1 | 0000\mathbf{u}) + \right. \\ \left. + \sin \theta \sigma_i'(2100\mathbf{u}_1 | 0000\mathbf{u}) \right]$$

$$L = 10 \left( \frac{\mu}{m\bar{v}} \right)^2 K u^2, \quad K = \frac{4\pi}{5} \sum_{J_b} \rho_b(J_b) \int_0^\infty du u^3 W_\mu(u) \int d\Omega$$

Здесь  $\theta$  — угол между  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{u}_1$ ;  $W_\mu(u)$  — распределение Максвелла для частиц с приведенной массой  $\mu$ . Из структуры частот  $\nu_i(02)$  и  $\nu_i(20)$  и определений (1.2) следует, что  $\nu_i(02)$  и  $\nu_i(20)$  отличны от нуля, если сечения рассеяния зависят от магнитных подуровней, или, что то же самое, от взаимной ориентации относительных скоростей и вектора углового момента. В противном случае  $\sigma_i(2q00\mathbf{u}_1|0000\mathbf{u}) = \sigma_i(0000\mathbf{u}_1|2q00\mathbf{u}) = 0$ .

Частота  $\nu_i$  определяет скорость столкновительной релаксации выстраивания

$$\begin{aligned} \nu_i &= K \sum_{q=-2}^2 [\sigma_i'(0000\mathbf{u}_1|0000\mathbf{u}) - \sigma_i'(2q00\mathbf{u}_1|2q00\mathbf{u})] \\ \nu_i(00) &= \frac{1}{3} L(1 - \cos \theta) \sigma_i'(0000\mathbf{u}_1|0000\mathbf{u}) \\ \nu_i(22) &= \nu_{0i} - \nu_{1i} - \nu_{2i} + \frac{\mu}{m_b} \nu_i \\ \nu_{0i} &= \frac{1}{15} L \sum_{q=-2}^2 [\sigma_i'(0000\mathbf{u}_1|0000\mathbf{u}) - \cos \theta \sigma_i'(2q00\mathbf{u}_1|2q00\mathbf{u})] \\ \nu_{1i} &= \frac{\sqrt{5}}{9} L \sum_{qq_1} (-1)^q \sin \theta \sigma_i'(2q00\mathbf{u}_1|2q_100\mathbf{u}) (\langle 2q2 - q_1 | 1 - 1 \rangle + \langle 2q2 - q_1 | 11 \rangle) \\ \nu_{2i} &= 2 \sqrt{\frac{2}{7}} \sqrt{2J_i + 1} \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & 2 \\ J_i & J_i & J_i \end{matrix} \right\} L \sigma_i'(0000\mathbf{u}_1|0000\mathbf{u}) - \\ & - \frac{6}{5\sqrt{21}} L \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} \sum_q (-1)^q \langle 2q2 - q | 20 \rangle \cos \theta \sigma_i'(2q00\mathbf{u}_1|2q00\mathbf{u}) + \right. \\ & \left. + \sum_{qq_1} (-1)^{q_1} (\langle 2q2 - q_1 | 2 - 1 \rangle - \langle 2q2 - q_1 | 21 \rangle) \sin \theta \sigma_i'(2q00\mathbf{u}_1|2q_100\mathbf{u}) \right] \end{aligned}$$

Частоты столкновений  $\nu_{0i}$ ,  $\nu_{1i}$ ,  $\nu_{2i}$  отвечают за столкновительную релаксацию потоков населенностей и выстраиваний. Частоты  $\nu_i$ ,  $\nu_i(00)$  и  $\nu_i(22)$  отличны от нуля даже когда потоки  $\mathbf{j}_i(0)$  и  $\mathbf{j}_i(2)$  релаксируют независимо ( $\nu_i(20)$  и  $\nu_i(02)$  равны нулю), так как во все эти частоты входит сечение  $\sigma_i'(0000\mathbf{u}_1|0000\mathbf{u})$ .

**2. Перераспределение плотности и стационарные диффузионные потоки.** Предположим достаточно быструю релаксацию населенности уровня  $m$  и выстраивания, так что в уравнениях для  $\rho_m(0)$ ,  $\rho_m(2q)$  и  $\rho_n(2q)$  можно пренебречь дивергенциями потоков. Решая в этом приближении систему уравнений (1.4) и переходя к инвариантному векторному виду, имеем

$$\nabla \rho(\mathbf{r}) + \frac{2\nu}{\langle v \rangle^2} \mathbf{j}(\mathbf{r}) = (\alpha + \beta) \nabla \kappa - 2\beta \mathbf{n} (\mathbf{n} \nabla \kappa) \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \tau &= \rho_0 \frac{\sqrt{3}}{\eta} \left[ (\nu_m(00) - \nu_n(00)) (\Gamma_m + \nu_m(22)) - \nu_m(02) \nu_m(20) + \right. \\ & \left. + \frac{\nu_n(02)}{\nu_n(22)} \left\{ (\Gamma_m + \nu_m(22)) \nu_n(20) - \sqrt{\frac{2J_n + 1}{2J_m + 1}} \Gamma_m(2) \nu_m(20) \right\} \right] \\ \chi &= \rho_0 \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\Gamma_m \nu_n(02) \sqrt{2J_n + 1}}{(\Gamma_m + \nu_m) \nu_n(22)} \left[ \frac{1}{\nu_n} ((\Gamma_m + \nu_m) a_{n2} - \Gamma_m(2) a_{m2}) - \right. \\ & \left. - \frac{a_{m2}}{\eta} \left\{ \Gamma_m(2) (\Gamma_m + \nu_m(00)) + (\Gamma_m + \nu) \frac{\nu_m(02) \nu_n(22)}{\nu_n(02)} \sqrt{\frac{2J_m + 1}{2J_n + 1}} \right\} \right] \quad (2.2) \end{aligned}$$

$$\eta = (\Gamma_m + v_m(00)) (\Gamma_m + v_m(22)) - v_m(02) v_m(20)$$

$$v = v_n(00) - v_n(02) v_n(20) / v_n(22)$$

$$\kappa = \kappa(00) = \frac{2|G|^2}{\Gamma_m \sqrt{3}}; \quad \alpha = \tau + \frac{\chi}{2}; \quad \beta = \chi \left( \frac{\lambda - 1}{\lambda + 1} \right); \quad \lambda = \left( \frac{E_y}{E_x} \right)^2$$

Здесь  $\mathbf{j}$  — полный поток поглощающих частиц;  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, задающий направление оси поляризации (т. е. направление большой полуоси эллипса поляризации).

Непотенциальность правой части уравнения (2.1), которая приводит к появлению вихревого потока  $\mathbf{j}$ , обусловлена отличием от нуля константы  $\beta$ . Для этого кроме требования отличия поляризации от круговой необходимо, как следует из (2.2), чтобы хотя бы одна из частот  $v_m(02)$  и  $v_n(02)$  была отлична от нуля. В противном случае имеем  $\beta = 0$  и  $\alpha = \sqrt{3} \rho_0 (v_m(00) - v_n(00)) / (\Gamma_m + v_m(00))$ . Строгое условие  $\text{div } \mathbf{j} = 0$  в этом случае требует отсутствия полного потока, и возвращаемся к обычному явлению поперечного диффузионного вытягивания-выталкивания атомов [1].

Пусть  $\mathbf{n} = \mathbf{e}_x$ . Переходим от уравнений (2.1) к уравнению Пуассона

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \rho(\mathbf{r}) = \alpha \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \kappa - \beta \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \kappa \quad (2.3)$$

Решение этого уравнения ищем в виде  $\rho(\mathbf{r}) = \rho + \alpha \kappa(\mathbf{r}) + \delta \rho(\mathbf{r})$ , где  $\rho$  — равновесная плотность поглощающих частиц. В результате получим уравнение для  $\delta \rho(\mathbf{r})$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \delta \rho(\mathbf{r}) = -\beta \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \kappa(\mathbf{r}) \quad (2.4)$$

Для случая аксиально-симметричного пучка перепишем уравнение (2.4) в полярной системе координат с центром на оси светового пучка

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) \delta \rho(\mathbf{r}) = -\beta \cos(2\varphi) \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \kappa(r)$$

В дальнейшем под величиной  $r$  будем понимать длину радиус-вектора в полярной системе координат.

Очевидно, что  $\delta \rho$  следует искать в виде  $\delta \rho(\mathbf{r}) = n(r) \cos(2\varphi)$ , где  $\varphi$  — угол между  $\mathbf{r}$  и направлением большой полуоси эллипса поляризации, а  $n(r)$  удовлетворяет уравнению

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{4}{r^2} \right) n(r) = -\beta \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \kappa(r) \quad (2.5)$$

Граничное условие для уравнения (2.5) получим из условия равенства нулю радиальной компоненты потока  $j_r$  на границе ячейки. Предполагается, что радиус ячейки  $R$  значительно превышает радиус светового пучка  $a$ . Тогда вблизи границы ячейки уравнение (2.1) принимает вид  $\nabla \rho(\mathbf{r}) + (2v/\langle v \rangle^2) \mathbf{j} = 0$ . Таким образом, при  $r = R$  имеем  $\partial n / \partial r = 0$ , это позволяет искать решение уравнения (2.5) в виде

$$n(r) = \sum_{\mu=1}^{\infty} J_2 \left( \kappa_{\mu} \frac{r}{R} \right) n_{\mu}$$

где  $J_2$  — функция Бесселя;  $x_{\mu}$  — корни уравнения  $J_2'(x_{\mu}) = 0$ . В частном случае гауссова пучка  $\kappa(r) = \kappa(0) \exp(-r^2/a^2)$ , получаем

$$n(r) = \sum_{\mu=1}^{\infty} \frac{f \left( \frac{x_{\mu} a}{2R} \right)}{(x_{\mu}^2 - 4) J_2^2(x_{\mu})} J_2 \left( x_{\mu} \frac{r}{R} \right) \quad (2.6)$$

$$f(x) = 4\beta \kappa(0) x^2 \exp(-x^2)$$

Суммирование ряда (2.6) для произвольных  $a$  не представляется возможным. Однако в физически интересном пределе  $a \ll R$  удается получить простое выражение для  $n(r)$ . При  $a \ll R$ , как следует из (2.6), главный вклад в  $n(r)$  дают слагаемые с большими значениями  $x_\mu \sim R/a \gg 1$ . Используя асимптотику для корней уравнения  $J_2'(x_\mu) = 0$  и переходя в (2.6) от суммирования по  $\mu$  к интегрированию, получаем

$$n(r) = \beta \chi(0) \left( \frac{a}{r} \right)^2 \left[ 1 - \left( 1 + \frac{r^2}{a^2} \right) \exp \left( -\frac{r^2}{a^2} \right) \right] \quad (2.7)$$

Из (2.7) видно, что при  $r \rightarrow 0$   $n(r)$  стремится к нулю как  $1/2 \beta \chi(0) (r/a)^2$ . Неожиданным является поведение  $\rho(\mathbf{r})$  при  $r \gg a$ . Из теории светоиндуцированной диффузии частиц с невырожденными уровнями известно, что  $\rho(\mathbf{r}) - \rho$  копирует пространственное распределение интенсивности поля. В частном случае гауссова пучка  $\rho(\mathbf{r}) - \rho$  при  $r \gg a$  стремится к нулю как  $\exp(-r^2/a^2)$ . В рассмотренном здесь случае имеет место качественно иная картина: при  $r \gg a$   $\delta \rho(\mathbf{r})$  ведет себя как  $\cos(2\varphi) \beta \chi(0) (a/r)^2$ .

Зная распределение плотности поглощающих частиц, можно, используя уравнение (2.1), вычислить их полный поток. Как и следовало ожидать, в стационарном режиме он является полностью вихревым

$$\mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{f}, \quad \mathbf{f} = -\frac{\mathbf{k}}{k} \sin(2\varphi) \frac{\langle v \rangle^2}{2\nu} r \frac{\partial}{\partial r} (\beta \chi + n)$$

Используя уравнение (2.1) и решения для  $\rho(\mathbf{r})$ , приведем явные выражения для компонент вектора  $\mathbf{j}$  в полярной системе координат

$$j_r = \beta \chi(0) \frac{\langle v \rangle^2 a^2}{\nu r^3} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{r^2}{a^2} \right) \exp \left( -\frac{r^2}{a^2} \right) \right] \cos(2\varphi) \quad (2.8)$$

$$j_\varphi = \beta \chi(0) \frac{\langle v \rangle^2 a^2}{\nu r^3} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{r^2}{a^2} + \frac{r^4}{a^4} \right) \exp \left( -\frac{r^2}{a^2} \right) \right] \sin(2\varphi)$$

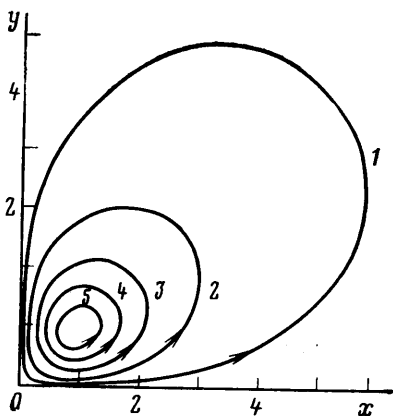
Вне светового пучка вихревой поток (2.8) ведет себя как  $r^{-3}$ . При приближении к оси светового пучка ( $r \rightarrow 0$ ) компоненты потока (2.8) стремятся к нулю как  $r$ . Построим линии тока для (2.8):  $dr/j_r = r d\varphi/j_\varphi$ . Решение этого уравнения выглядит следующим образом ( $\xi = r/a$ ):

$$\sin(2\varphi) = \frac{\Theta(\xi_0)}{\Theta(\xi)}, \quad \Theta(\xi) = \frac{1}{\xi^2} (1 - (1 + \xi^2) \exp(-\xi^2)) \quad (2.9)$$

Константа интегрирования  $\xi_0$  имеет смысл минимального расстояния от оси светового пучка до линии тока.

Соответствующие уравнению (2.9) линии тока изображены на фигуре, где ось  $x$  параллельна большой полуоси эллипса поляризации, а  $\beta > 0$ . На фигуре изображены линии тока лишь для I квадранта ( $x > 0, y > 0$ ). Линии токов в остальных квадрантах получаются последовательным отражением линий тока из первого квадранта относительно осей  $y$  и  $x$ . Изображенным на фигуре линиям тока 1-5 соответствуют значения параметра  $\xi_0 = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0$ . Точки максимального и минимального удаления линии тока от оси светового пучка, лежащие на линиях  $\varphi = \pm \pi/4, \pm 3\pi/4$ , сливаются в одну точку при  $\xi_0 = 1,339$ .

В случае обычного эффекта диффу-



зионного втягивания-выталкивания [1] неравновесная плотность резонансных атомов, описываемая членом  $\alpha\kappa(r)$  в уравнении (2.3), копирует поперечное распределение интенсивности света. Анизотропная добавка  $\delta\rho(r)$  обнаруживает слабое степенное затухание ( $\sim r^{-2}$ ) за пределами пучка. Как видно из определения величины  $\beta$ , вращение газа будет отсутствовать для излучения с круговой поляризацией. Оценим величину эффекта для атомарных переходов с  $J_m \sim J_n \sim 1$  и  $\Gamma_m \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Предполагаем, что транспортные частоты столкновений  $\nu$ ,  $\nu_k(00)$  и  $\nu_i(02)$  на порядок меньше частот релаксации выстраивания  $\nu_i$ ,  $\nu_i(22)$  и для  $\rho_b \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  составляют величины порядка  $10^7 \text{ с}^{-1}$ . Тогда для  $\kappa \sim 1$ ,  $\langle v \rangle \sim 10^5 \text{ см/с}$  и  $r \gg a \sim 10^{-1} \text{ см}$  получаем

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 10^{-3} \left(\frac{a}{r}\right)^2, \quad u = \frac{j}{\rho} \sim 10^{-4} \langle v \rangle \left(\frac{a}{r}\right)^3 \sim 10 \left(\frac{a}{r}\right)^3 \text{ см/с}$$

Авторы выражают благодарность А. М. Шалагину за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Диффузионное втягивание и выталкивание атомов световым полем. — ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 2, с. 461–470.
2. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Светоиндуцированная диффузия газов. — Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 12, с. 773–776.
3. Гельмуханов Ф. Х., Шалагин А. М. Теория явления светоиндуцированной диффузии газов. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 5, с. 1674–1686.
4. Гельмуханов Ф. Х. Дрейф вырожденных частиц. Препринт, Ин-т автоматки и электрометрии СО АН СССР, № 142, 1981.
5. Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я. Разделение зеркально-изомерных молекул с помощью радиочастотного электрического поля вращающейся поляризации. Препринт ФИАН СССР № 37, 1978.
6. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. 310 с.
7. Дьяконов М. И. К теории резонансного рассеяния света на газе при наличии магнитного поля. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 6, с. 2213–2221.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
18.IV.1984.