

УДК 539.186.01

ОРИЕНТАЦИЯ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ МЕДЛЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ С ИОНАМИ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К.

На основе теории анизотропной столкновительной релаксации поляризационных моментов матрицы плотности и численного решения уравнений метода прицельного параметра предлагается количественная теория возникновения ориентации атомных состояний под комбинированным воздействием внешнего магнитного поля и столкновений с медленным ионным пучком (или с дрейфующими ионами — в случае газового разряда).

В [1] было показано, что внутримультиплетное смешивание при столкновениях возбужденных атомов с ионным пучком сопровождается возникновением продольного выстраивания атомных состояний вдоль пучка. Здесь показывается, что в слабом магнитном поле, перпендикулярном к оси пучка, это выстраивание частично переходит в выстраивание, наклоненное к оси пучка, которое в свою очередь под действием анизотропных столкновений порождает ориентацию атомных состояний, которую можно обнаружить по частичной круговой поляризации света, наблюдаемого вдоль магнитного поля. Такое явление порождения ориентации и круговой поляризации света представляет интерес как для экспериментов с атомно-ионными пучками, так и для физики низкотемпературной плазмы, а возможно, и для физики верхних слоев атмосферы, где регистрируемую оптическими методами ориентацию атомных состояний можно использовать для детектирования направленных потоков заряженных частиц и локальных магнитных полей.

Будем считать, что относительные скорости $\mathbf{v} = \mathbf{v}_a - \mathbf{v}_i$ сталкивающихся атомов (a) и ионов (i) распределены по закону

$$f(\mathbf{v}) = (\alpha/\pi)^{3/2} \exp[-\alpha(v^2 + v_0^2 - 2vv_0 \cos \theta)], \quad (1)$$

где θ — угол между осью ионного пучка и вектором $\mathbf{v}$, а безразмерный параметр $\lambda \equiv v_0 \sqrt{\alpha}$ характеризует анизотропию распределения скоростей. Пусть столкновения медленны, так что они смешивают состояния J рассматриваемого узкого мультиплета тонкой структуры L, S , но не приводят к возбуждению атомов в состояния с другими L, S -термами. Введя поляризационные моменты подуровней мультиплета

$$\rho_Q^K(J) = \sum_{MM_1} (-1)^{J-M} \begin{bmatrix} J & J & K \\ M & -M & Q \end{bmatrix} \rho_{MM_1}(J), \quad (2)$$

получим для вклада столкновений в изменение поляризационных моментов во времени выражения

$$\left[\frac{d}{dt} \rho_Q^K(J) \right]_{\text{столкн}} = \sum_{K_1} R_Q^{KK_1}(JJ_1; \lambda) \rho_Q^{K_1}(J_1), \quad (3)$$

где $R(\lambda)$ — матрица анизотропной столкновительной релаксации. Ее элементы при различных значениях параметра анизотропии λ могут быть вычислены из матрицы предельно-анизотропной столкновительной релаксации, найденной

в [1], описывающей случай столкновений встречных пучков монокинетических атомов и ионов, по методике, описанной в [2].

Наиболее существенной особенностью системы уравнений (3) является то, что они соответствуют столкновительному перемешиванию поляризационных моментов различных рангов K . В частности, из них следует, что заселенности подуровней мультиплета $n_j = \sqrt{2J+1} \rho_0^j(J)$ под действием анизотропных столкновений порождают их продольное выстраивание (параллельно пучку ионов) $\langle 3J_z^2 - J^2 \rangle = \sqrt{J(J+1)(4J^2-1)(2J+3)/5} \rho_0^2(J)$. Оно приводит к линейной поляризации света, испускаемого ансамблем атомов.

Пусть исследуемый ансамбль атомов наряду с действием анизотропных столкновений подвергается воздействию постоянного магнитного поля, перпендикулярного к оси ионного пучка ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_x$), а также изотропной накачке, не наводящей на подуровнях данного мультиплета ориентации и выстраивания. Тогда полное развитие матрицы плотности для состояний данного мультиплета во времени описывается уравнениями

$$\dot{\rho} = (-\Gamma + R)\rho - ig_J \frac{eH}{2mc} [J_x, \rho] + N. \quad (4)$$

Здесь Γ — матрица радиационного затухания, N — матрица изотропной накачки, коммутатор $[J_x, \rho]$ соответствует вкладу поперечного к оси пучка магнитного поля в изменение поляризационных моментов. Этот вклад равен

$$\left[\frac{d}{dt} \rho_Q^K(J) \right]_{\text{м. п.}} = -ig_J \frac{eH}{4mc} [\sqrt{(K-Q)(K+Q+1)} \rho_{Q+1}^K(J) + \sqrt{(K+Q)(K-Q+1)} \rho_{Q-1}^K(J)]. \quad (5)$$

Отсюда видно, что слабое магнитное поле, сохраняя значения рангов поляризационных моментов K , перемешивает их компоненты с проекциями Q на ось пучка, отличающимися на ± 1 .

При комбинированном воздействии на ансамбль атомов анизотропных столкновений и магнитного поля имеют место следующие процессы, приводящие в конечном счете к порождению ориентации и связанной с ней круговой поляризации света. Прежде всего изотропная накачка N обеспечивает заселение уровней J , но без наведения на них упорядоченности угловых моментов атомов. В результате под действием накачки порождаются только поляризационные моменты с нулевыми значениями K и Q , т. е. величины вида $\rho_0^0(J)$. Во-вторых, анизотропная столкновительная релаксация, описываемая уравнениями (3), завязывая между собой поляризационные моменты $\rho_Q^K(J)$ с рангами K одинаковой четности, приводит, в частности, к порождению продольного выстраивания $\rho_0^2(J)$ подуровней мультиплета из их заселенностей, пропорциональных $\rho_0^0(J)$. В-третьих, согласно уравнениям (5), слабое магнитное поле вызывает частичный поворот продольной компоненты выстраивания, приводя к переходу величины $\rho_0^2(J)$ в выстраивание, наклоненное под углом 45° к оси ионного пучка и описываемое линейной комбинацией величин $\rho_{+1}^2(J)$ и $\rho_{-1}^2(J)$. Наконец в игру вновь вступает анизотропная столкновительная релаксация (как было независимо показано в работах одного из авторов [3] и Ломбарди [4]); наклоненное к оси пучка выстраивание порождает под действием анизотропных столкновений ориентацию атомных состояний (и круговую поляризацию света при наблюдении поперек пучка — в нашем случае вдоль магнитного поля). Эту цепочку процессов превращений поляризационных моментов, приводящую к порождению ориентации и связанной с ней круговой поляризации света, можно изобразить схемой

$$\rho_0^0 \xrightarrow{\text{столкновения}} \rho_0^2 \xrightarrow{\text{магнитное поле}} \rho_{\pm 1}^2 \xrightarrow{\text{столкновения}} \rho_{\pm 1}^0.$$

Все эти процессы, которые мы здесь ради ясности физической картины перечислили по отдельности, происходят в действительности одновременно, и их полное описание дается системой уравнений (4).

Точное численное решение этих уравнений мы произвели в стационарном случае (когда $\dot{\rho} = 0$) для узких 2P -дублетов. Были вычислены степень ориентации

уровня $J=3/2$ — отношение его ориентации вдоль магнитного поля $\langle J_x \rangle$ к его заселенности

$$\frac{\langle J_x \rangle}{n_{3/2}} = \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{\operatorname{Re} \rho_{-1}^1(3/2)}{\rho_0^0(3/2)}, \quad (6)$$

а также соответствующая этой ориентации степень круговой поляризации света, испускаемого с уровня $J=3/2$, и наблюдаемая вдоль магнитного поля

$$\frac{I_{\sigma+} - I_{\sigma-}}{I_{\sigma+} + I_{\sigma-}} = \frac{\operatorname{Re} \rho_1^1(3/2)}{\left[\rho_0^0(3/2) - \frac{1}{4} \rho_0^2(3/2) + \frac{\sqrt{6}}{4} \operatorname{Re} \rho_2^2(3/2) \right]}. \quad (7)$$

Расчеты были выполнены при различных значениях параметра анизотропии распределения скоростей λ , а также параметров

$$u \equiv 3 |ZQ| e^2 n_i / 2 \hbar \Gamma_0, \quad (8)$$

$$\eta \equiv eH / 2mc\Gamma_0, \quad (9)$$

характеризующих соответственно воздействие столкновений и магнитного поля на состояние ансамбля атомов. В формуле (8) n_i — плотность ионного пучка, Z — заряд иона, eQ — электрический квадрупольный момент исследуемого атома.

При определении параметра анизотропии скоростей λ по формуле $\lambda = \sqrt{\alpha} v_0$ следует различать 2 наиболее типичных случая. В первом случае, когда монокинетический пучок ионов сталкивается с атомами, находящимися при температуре T_a , имеем: $\alpha = m_a / 2kT_0$, где m_a — масса атома, а под v_0 следует понимать скорость ионов в пучке. Во втором случае, когда сталкиваются дрейфующие ионы с нейтральными атомами в разряде, под v_0 следует понимать скорость дрейфа ионов, и $\alpha = m_a m_i / 2k (m_a T_a + m_i T_i)$, где T_i и T_a — эффективные температуры ионов и атомов в плазме разряда, m_i и m_a — их массы. С учетом сказанного наши результаты в одинаковой мере применимы как к случаю столкновений пучка ионов с атомами, термализованными в оптической ячейке, так и к случаю анизотропных ион-атомных столкновений в плазме (анизотропия которых обусловлена дрейфом ионов).

Решение уравнений (4) показало, что с ростом параметра анизотропии скоростей λ ориентация и степень круговой поляризации света монотонно растут, достигая практически уже при $\lambda=5$ предельного значения, характеризующего случай столкновения встречных остронаправленных пучков ($\lambda=\infty$). Приводимые ниже результаты и относятся к значению $\lambda \geq 5$.

На рис. 1 представлена зависимость степени круговой поляризации света от магнитного поля (от параметра η (9)) для различных эффективных плотностей ионного пучка (описываемых параметром u (8)). Из рисунка видно, что при каждой фиксированной плотности ионного пучка (фиксированном значении u) степень круговой поляризации света сперва растет с ростом магнитного поля, достигает максимума, а затем убывает до нуля. По мере роста плотности пучка положение максимума сдвигается в сторону более высоких магнитных полей, а сам максимум уширяется. При этом максимально достижимая степень круговой поляризации света, излучаемого с уровня $J=3/2$, заселяемого только столкновениями (накачка производится только на уровень $J=1/2$), составляет 0.8 %.

Расчеты показали, что степень ориентации (6) уровня $J=3/2$ зависит от магнитного поля и от плотности ионного пучка практически так же, как и степень круговой поляризации, лишь слегка отличаясь от нее по своей численной величине.

Аналогичное возникновение круговой поляризации и зависимость ее величины от плотности ионного потока и магнитного поля имеют место при столкновениях возбужденных атомов с дрейфующими ионами в низкотемпературной плазме. При этом эффективность порождения ориентации (и круговой поляризации света) будет еще зависеть от соотношения интенсивностей накачки компонент дублета — от величины $x = N_{1/2} / N_{3/2}$. Эта зависимость может быть прослежена на рис. 2, из которого видно, что ориентация тем больше, чем сильнее

отношение интенсивностей накачки подуровней дублета отклоняется от равномерного (от значения $x=1/2$, соответствующего отношению статистических весов подуровней). При $x=1/2$ ориентация обращается в нуль: в этом случае анизотропные столкновения с дрейфующими ионами не приводят к порождению продольного выстраивания ρ_0^2 , и обрывается первое звено в цепочке превращений поляризационных моментов, порождающей ориентацию. При прохождении величины x через значение $x=1/2$ ориентация меняет свой знак.

Изложенную здесь теорию мы применили к конкретному расчету порождения ориентации на $^2P_{3/2}$ -уровнях лития и натрия. Необходимые для расчетов значения квадрупольных моментов Q были вычислены с использованием метода квантового дефекта [5], а постоянные затухания исследуемых состояний опу-

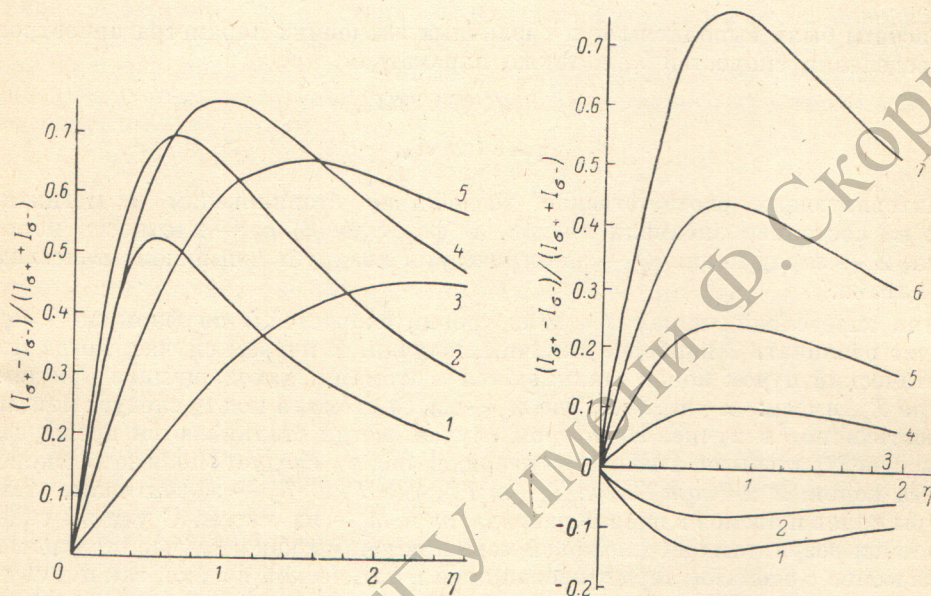


Рис. 1. Зависимость степени круговой поляризации света, испускаемого с уровня $J=3/2$ узкого 2P -дублета, от магнитного поля при различных плотностях ионного пучка.

и: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 1.6, 4 — 0.4, 5 — 0.8.

Рис. 2. Зависимость степени круговой поляризации света, испускаемого с уровня $J=3/2$ узкого 2P -дублета, от магнитного поля при различных отношениях интенсивностей возбуждения тонких компонент 2P -дублета x .

Расчеты проведены для параметра анизотропии $\lambda \geq 5$ при эффективной плотности ионного потока $u=0.3$.
х: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1, 5 — 2, 6 — 5, 7 — ∞ .

ликованы в [6-8]. Оказалось, что в слабых магнитных полях степень круговой поляризации света, испускаемого с $^2P_{3/2}$ -уровня, составляет десятые доли процента. Максимальная степень круговой поляризации (0.75 %) D_2 -линии достигается в случае лития в магнитном поле $H=3$ эрстед при плотности ионного пучка $n_i=1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а в случае натрия — при $H=7$ эрстед и $n_i=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Важно отметить, что такое превращение выстраивания в ориентацию имеет место и в типичных экспериментальных условиях исследования самовыстраивания атомных состояний в газовом разряде постоянного тока по методу Ханле [6]: сама экспериментальная методика связана с приложением слабого магнитного поля, поэтому в таких экспериментах представляет несомненный интерес наряду с изучением сигнала Ханле линейной поляризации поиск и регистрация сопутствующего ему сигнала круговой поляризации света, обусловленного комбинированным воздействием магнитного поля и дрейфа ионов.

В заключение заметим, что поперечная ориентация атомных состояний в слабом магнитном поле помимо рассмотренного здесь механизма анизотропных столкновений с ионами при тепловых скоростях может порождаться и при возбуждении атомов электронным ударом в высокочастотном разряде [9], а также вследствие отдачи атомов при их возбуждении ионами высоких энергий [10] или вследствие

нелинейности взаимодействия атомов с возбуждающим световым полем, смещенным по частоте относительно центра атомной спектральной линии [11, 12]. Роль каждого из этих механизмов существенно зависит от конкретных физических условий.

Литература

- [1] Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, в. 2, с. 200—206.
- [2] Петрашень А. Г., Ребане В. Н., Ребане Т. К. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, в. 6, с. 963.
- [3] Ребане В. Н. — Опт. и спектр., 1968, т. 24, в. 3, с. 309—315.
- [4] Lombardi M. — Compt. rendus, 1967, v. 265, p. 191—194.
- [5] Lindgard A., Nielsen S. E. — Atom. Data, 1977, v. 19, N 6, p. 534—599.
- [6] Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л., 1975. 192 с.
- [7] Соболев И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963. 640 с.
- [8] Bousquet C., Bras N. — J. de Phys., 1977, v. 38, N 1, p. 139—147.
- [9] Lombardi M. — J. de Phys., 1969, v. 30, N 8—9, p. 631—642.
- [10] Chamoun E., Lombardi M., Carre M., Gaillard M. L. — J. de Phys. (France), 1977, v. 38, N 6, p. 591—598.
- [11] Котликов Е. Н., Чайка М. П. — Опт. и спектр., 1983, т. 55, в. 2, с. 242—245.
- [12] Боярский К. К., Котликов Е. Н. — Опт. и спектр., 1983, т. 55, в. 3, с. 443—448.

Поступило в Редакцию 28 марта 1984 г.