«Оптика атмосферы», **2**, № 6 (1989)

УДК 535.331.34; 539.183/.184

В.С. Смирнов, М.Б. Султанов, А.В. Тайченачев

НАМАГНИЧИВАНИЕ АТОМАРНЫХ ГАЗОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ И ПОЛЕМ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТОВОГО ЛУЧА

Исследовано намагничивание атомарных газов при оптической накачке деполяризованным световым лучом с квазитепловым спектральным составом магнитных подуровней основного состояния, расщепленных за счет квадратичного эффекта Штарка. Рассмотрен случай слабых статических полей $E_0 \lesssim 10^2$ В/см, когда расщеплением линии излучения (поглощения) можно пренебречь. Приведена зависимость среднего магнитного момента и магнитного поля в среде от параметров оптического и статического электрического полей, а также пространственное распределение магнитного поля. Результаты работы могут иметь прикладное значение при исследовании изменения электродинамических характеристик атмосферы под действием солнечного света.

1. Возможность возникновения намагниченности в среде при совместной поляризации постоянным электрическим и неполяризованным оптическим полями очевидна из общих соображений симметрии [1, 2]: псевдовектор магнитного момента можно построить из двух векторов — вектора напряженности постоянного электрического поля $\boldsymbol{n}_0 = \boldsymbol{E}_0/E_0$ и вектора направления распространения неполяризованиого светового луча $\boldsymbol{n}_\text{к} = \boldsymbol{\kappa}/\kappa$. Неполяризованный свет в цикле оптической накачки [3] вследствие поперечности электромагнитных волн поляризует атомы, энергетические уровни которых вырождены по проекции полного момента, и индуцирует в атомарном газе средний квадрупольный момент. За счет квадратичного эффекта Штарка в статическом поле создается дополнительная анизотропия. В частности, в результате взаимодействия двух полей в газе возникает средний магнитный момент — тензор первого ранга, являющийся сверткой двух тензоров второго ранга (квадруполей) $\sim (\boldsymbol{n}_0 \cdot \boldsymbol{n}_\kappa)\,|\boldsymbol{n}_0 \times \boldsymbol{n}_\kappa|$.

В данной работе рассмотрен случай пространственно-неоднородного поля излучения и слабого статического поля, когда эффект Штарка проявляется в своеобразной прецессии атомов в электрическом поле [2], перемешивающей атомные мультипольные моменты [3] различной четности (в частности, квадрупольный и магнитный моменты). При этом время взаимодействия атомов, находящихся в основном состоянии, со световым лучом определяется значением проекции момента и величиной штарковского расщепления. Ниже, имея в виду естественные источники, например, неоднородное солнечное излучение, будем предполагать, что неполяризованный свет обладает квазитепловым спектральным составом, а параметр насыщения перехода G [3] равен среднему числу фотонов внутри доплеровского контура линии поглощения. В отсутствие полей основное состояние атомов не расщеплено и имеет момент $j_0 \geq 1$.

Поясним, в каком смысле понимается термин «слабое статическое поле». Обычно проявление эффекта Штарка связывается с расщеплением линии излучения (поглощения) [1]. Для слабого статического поля величина этого расщепления Ω мала по сравнению с доплеровским уширением линии κv, которое, в свою очередь, мало по сравнению с шириной спектра квазитеплового излучения. Пренебрежем также расщеплением возбужденных уровней, полагая, что $\Omega \ll \gamma_l$, где γ_l — естественная ширина возбужденного уровня l (столкновениями пренебрегаем). В таких приближениях частота штарковского расщепления основного состояния Ω должна сравниваться с обратным временем взаимодействия атомов со светом. В этом смысле поле становится слабым при $\Omega\bar{t} \lesssim 1$, где $\bar{t} = r_0/\bar{v}$ (r_0 — ширина луча) — среднее время пролета атома через луч, что дает оценку ($r_0 \sim 1$ см) $E_0 \lesssim 10^2$ В/см.

Для естественных источников оптического излучения параметр насыщения $G \lesssim 10^{-2} \ll 1$. Ширину луча в зависимости от G и γ выберем таким образом, чтобы число спонтанных переходов за время $\bar{t}$ было велико $\gamma\bar{t} \gg 1$, а перераспределение по подуровням — незначительно $\gamma G\bar{t} < 1$. Как показано в [2, 4], именно величина $\gamma G\bar{t}$ является параметром теории возмущений при стационарном взаимодействии атомов ($j_0 > 0$) с пространственно неоднородными оптическими полями.

2. Теория возмущений для нахождения элементов матрицы плотности основного состояния $N_{mm'}$ изложена в [2, 4]. Используя результаты [2, 4], пространственное распределение $N_{mm'}(\boldsymbol{r}_\perp)$ в первом порядке по γGt представим в виде

$$N_{mm'} = N\left(\frac{\delta_{mm'}}{2j_0+1} + t_{mm'}(\boldsymbol{r}_\perp)\sum_l \frac{\gamma_{l_0} G_{l_0}}{\gamma_l} F^l_{mm'}\right), \tag{1}$$

где γ_{l0} — скорость спонтанного перехода из возбужденного состояния с моментом j_l в основное; G_{l0} — параметр насыщения перехода; индексы m и m' нумеруют магнитные подуровни основного состояния. Ось квантования направлена вдоль вектора $\boldsymbol{n}_0$. Матрица $N_{mm'}$ нормирована на плотность атомов $\sum_m N_{mm} = N$. Первое слагаемое в (1) описывает однородное и изотропное распределение атомов в отсутствие поля. Во втором

$$F^l_{mm'} = A(j_l,\ j_0)\frac{\sqrt{24\pi}}{2j_0+1}\sum_q (-1)^{j_0-m}\begin{pmatrix} j_0 & 2 & j_0 \\ -m & q & m' \end{pmatrix} Y^*_{2q}(\Theta_\kappa,\ \varphi_\kappa)$$

$$A(j_l,\ j_0) = (-1)^{j_l+j_0}\begin{Bmatrix} j_0 & 1 & j_l \\ 1 & j_0 & 2 \end{Bmatrix} + (2j_l+1)\begin{Bmatrix} j_l & 1 & j_0 \\ 1 & j_0 & 2 \end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} j_0 & j_l & 1 \\ j_l & j_0 & 2 \end{Bmatrix} \tag{2}$$

описывает квадрупольный момент, индуцированный светом в основном состоянии. В формуле (2) использованы стандартные обозначения [5] для $6j$, $3jm$ — символов и сферических функций Y_{2q}; Θ_κ, φ_κ — сферические углы направления $\boldsymbol{n}_\kappa$; $t_{mm'}$ в (1) — время взаимодействия атома с лучом; $t_{mm} = t_{m-m} = t(\boldsymbol{r}_\perp)$ — время пролета через луч; $t_{mm'}(\boldsymbol{r}_\perp)$ при $|m| \neq |m'|$ — времена переориентации квадрупольного момента в статическом поле за счет штарковского расщепления основного состояния.

$$t_{mm'} = \left< \int_0^\infty dt\,\varphi(\boldsymbol{r}_\perp - \boldsymbol{v}_\perp t)\exp\left[-i\Omega t\,(m^2 - (m')^2)\right] \right>_{v_\perp}, \tag{3}$$

где частота расщепления

$$\Omega = \sum_l \left|\frac{\tilde{d}_{l0}}{\hbar}\right|^2 \frac{E_0^2}{\omega_{l0}} \frac{(-1)^{j_l+j_0}3\sqrt{30}\begin{Bmatrix} j_0 & 1 & j_l \\ 1 & j_0 & 2 \end{Bmatrix}}{\sqrt{j_0(j_0+1)(2j_0+1)(2j_0-1)(2j_0+3)}},$$

$\varphi(\boldsymbol{r}_\perp)$ описывает поперечное относительно n_κ распределение интенсивности света в луче, которое для определенности будем считать гауссовским, $\varphi = \exp[-\boldsymbol{r}_\perp^2/r_0^2]$ (изменением интенсивности вдоль луча пренебрегаем). Символ $\langle\ldots\rangle_{v_\perp}$ означает усреднение по поперечным скоростям с максвелловской функцией распределения; $\tilde{d}_{l0}$ — приведенный матричный элемент дипольного момента, ω_{l0} — частота перехода.

Сферические компоненты вектора намагниченности M_q ($q = 0,\ \pm 1$) выражаются через $N_{mm'}$ следующим образом:

$$M_q = \mu_0 g\sqrt{j_0(j_0+1)(2j_0+1)}\sum_{m,m'}(-1)^{j_0-m}\begin{pmatrix} j_0 & 1 & j_0 \\ -m & q & m' \end{pmatrix} N_{mm'}, \tag{4}$$

где μ_0 — магнетон Бора; g — фактор Ланде основного состояния.

Приведем результаты для частных значений $j_0 = 1,\ 3/2$. В произвольной системе координат в зависимости от взаимной ориентации векторов $\boldsymbol{n}_0$ и $\boldsymbol{n}_\kappa$ имеем

$$\boldsymbol{M} = \mu_0 g N\bar{t}\psi((2j_0-1)\Omega,\ r_\perp)\sum_l \frac{\gamma_{l0}^2 G_{l0}}{\gamma_l} C(j_l,\ j_0)\cdot\cos\Theta\sin^2\Theta\,[\boldsymbol{n}_0\times\boldsymbol{n}_\kappa];$$

$$\cos\Theta = (\boldsymbol{n}_0\cdot\boldsymbol{n}_\kappa), \tag{5}$$

где

$$C(j_l,\ j_0) = \sqrt{\frac{j_0(j_0+1)(2j_0+3)}{(2j_0-1)(2j_0+1)30}},\ A(j_l,\ j_0).$$

Функция ψ описывает пространственное распределение магнитного момента

$$\psi(\Omega,\ r_\perp) = \exp\left[-\frac{r_\perp^2}{r_0^2}\right]\int_0^\infty dx\,\frac{\sin(\Omega \bar{t} x)}{1+x^2}\exp\left[-\frac{x^2 r_\perp^2}{(1+x^2)r_0^2}\right]. \tag{6}$$

Так, например, в центре луча $\boldsymbol{r}_\perp = 0$ при $\Omega\bar{t} \gg 1$ имеем очевидную асимптоту $\psi(\Omega, 0) \sim 1/\Omega\bar{t}$, в обратном предельном случае $\Omega\bar{t} \ll 1 - \psi(\Omega,0) \sim -\Omega\bar{t}\ln(\Omega\bar{t})$, максимум $\psi(\Omega,\ 0) = 0{,}6$ достигается при

$\Omega\bar{t} = 0{,}9$. На больших расстояниях от луча, когда $r_\perp \gg r_0\Omega\bar{t}$, зависимость от Ω становится линейной $\psi \sim \Omega\bar{t}\dfrac{r_0^2}{r_\perp^2}\exp\left[-\dfrac{r_\perp^2}{r_0^2}\right]$.

3. При вычислении связанного с $\boldsymbol{M}$ слабого магнитного поля $\boldsymbol{B}$ магнитную восприимчивость разреженного газа можно положить равной нулю. Выделяя из вектора намагниченности зависимость от координат, запишем $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_0\psi(\boldsymbol{r}_\perp)$. Вектор $\boldsymbol{M}_0 \sim [\boldsymbol{n}_0 \times \boldsymbol{n}_к]$ постоянен и лежит в ортогональной к $\boldsymbol{n}_к$ плоскости. Магнитное поле равно умноженной на 4π вихревой части вектора $\boldsymbol{M}$. Приведем выражения для $\boldsymbol{B}$ для двух конфигураций области взаимодействия атомов со световым лучом.

Первая конфигурация:

$$\boldsymbol{B} = \operatorname{rot}\boldsymbol{A}, \quad \boldsymbol{A} = 2\pi\,[\boldsymbol{M} \times \boldsymbol{r}_\perp]. \tag{7}$$

Область взаимодействия имеет вид цилиндра с осью вдоль луча и длиной $L \gg r_0$ (ось Z по оси цилиндра, $L \to \infty$).

$$< M\,(r_\perp) > = \frac{2}{r_\perp^2}\int_0^{r_\perp} xM\,(x)\,dx - \tag{8}$$

среднее значение магнитного момента.

Вторая конфигурация: в обратном пределе $L \ll r_0$ ($\mathrm{r}_0 \to \infty$) — бесконечно широкий луч, среда ограничена вдоль оси Z. Параметром теории возмущений при вычислении магнитного момента в этом случае является величина $\gamma G/\Omega$. Выражение для $\boldsymbol{M}$ получается из (5) заменой $\bar{t} \to \Omega^{-1}$, $\psi \to 1$. Пространственное распределение $\boldsymbol{M}$ определяется зависимостью плотности атомов N от координаты Z — магнитный момент постоянен внутри среды и равен нулю за ее пределами. Магнитное поле $\boldsymbol{B} = 4\pi\boldsymbol{M}$.

В обоих случаях вектор $\boldsymbol{B}$ лежит в плоскости, ортогональной $n_к$ ($B_z = 0$). Магнитное поле неоднородно в первой конфигурации (7), (8): в центре луча $\boldsymbol{B}(0) = 2\pi\boldsymbol{M}(0)$, на больших расстояниях ($r_\perp \gg r_0$), в отличие от намагниченности поле убывает степенным образом:

$\boldsymbol{B} \sim \langle\boldsymbol{M}\rangle - 2\boldsymbol{r}_\perp/r_\perp^2\ (\boldsymbol{r}_\perp\cdot\langle\boldsymbol{M}\rangle)$, т.е. $B \sim \dfrac{1}{r_\perp^2}$.

Как видно из приведенных выше расчетов, магнитное поле пропорционально плотности атомов и достигает предельных значений $B \sim \mu_0 N$ при $\Omega\bar{t} \sim 1$, $\gamma G\bar{t} \sim 1$ либо при $\Omega\bar{t} \gg 1$, $\gamma G\bar{t} \gg 1$, $\Omega \sim \gamma G$.

Приведем численные оценки для атомарного азота (переход ${}^4S_{3/2}-{}^4P_{3/2}$, $\lambda = 12\cdot 10^{-8}$ м): при эффективной температуре квазитеплового излучения $\sim 10^4$К, напряженности статического поля $E_0 \sim 10^2$ В/см, ширине луча $r_0 \sim 1$ см и плотности атомов $N \sim 10^{12}$ см$^{-3}$ для величины магнитного поля получаем $B \sim 10^{-8}$ Гс.

В заключение отметим, что предельное значение магнитного поля достигается в сравнительно слабых статических и оптических полях (при достаточно большой величине $\bar{t}$), не зависит от их величины и определяется плотностью газа частиц с моментом в основном состоянии $j_0 \geq 1$. К таким газам относится молекулярный кислород $j_0 = 1$, плотность которого, обычно, достаточно высока $N \sim 10^{19}$ см$^{-3}$, поэтому рассмотренный выше качественный эффект намагничивания нейтрального газа может давать заметный вклад в вариации магнитного поля Земли при облучении атмосферы солнечным светом.

1. Манаков Н.Л., Файнштейн А.Г.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1552.
2. Смирнов В.С., Султанов М.Б., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М. // ЖЭТФ. В печати.
3. Казанцев А.П., Смирнов В.С., Тумайкин А.М., Ягофаров И.А. Томск. 1982. 30 с. (Препринт/ИОА СО АН "СССР, № 5). Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. С. 189.
4. Крашенников М.В., Смирнов В.С., Султанов М.Б., Тумайкин А.М., Юдин В.И. //ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 203.
5. Варшалович Д.А., Москалёв А.И., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.

Томский госуниверситет им. В.В. Куйбышева
Сибирский НИИ метрологии, Новосибирск

Поступила в редакцию
14 декабря 1988 г.

V.S. Smirnov, M.B. Sultanov, A.V. Taichenachev. **Magnetization of Atomic Gases in Constant Electric Field and in the Unpolarized Light Field.**

Magnetization of atomic gases under optical pumping of the ground state magnetic sublevels with quasi-thermal spectrum splitted due to the static Stark effect is investigated. The case of weak static electric fields ($E_0 \sim 10^2 - 10^3$ V/cm) when the splitting of emission (absorption) line can be neglected is considered. The average magnetic momentum and the magnetic field dependencies on the parameters of optical and static electric fields are given along with the spatial distribution of magnetic field.