

## О ВОЗМОЖНОСТИ СОВМЕСТНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ АТОМНОГО И СВЕТОВОГО ПУЧКОВ

Ю.Л.Климонтович, С.Н.Лузгин

Теоретически предсказан эффект совместной самофокусировки и самоканализации коаксиальных атомного и светового пучков.

В работе [1] сообщалось о первом наблюдении фокусировки пучка атомов на наложенном на него световым пучком благодаря дипольным силам светового давления. Наша цель — обратить внимание на возможность фокусировки в подобном эксперименте также и света. При совместном распространении пучков атомов и света (вдоль оси  $z$ ) напряженность светового поля можно представить в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}(\mathbf{R}) e^{-i\omega t + i\mathbf{k}z} + \text{к.с.т.} \quad (1)$$

За время релаксации поляризации  $\gamma^{-1}$  устанавливается состояние системы атомы-поле, в котором сила, действующая на атомы есть [2, 3]:

$$\mathbf{F}(\mathbf{R}, t) = \mathbf{k} \frac{\text{Im} a(\omega, \mathbf{k})}{2n_a} |\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2 + \frac{\text{Re} a(\omega, \mathbf{k})}{4n_a} \text{grad}_{\mathbf{R}} |\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2. \quad (2)$$

При выводе (2) предполагалось, что  $V\gamma^{-1} \ll \delta R$ , где  $\delta R$  — характерный размер неоднородности поля. В (2)  $a(\omega, \mathbf{k})$  представляет собой восприимчивость системы двухуровневых атомов:

$$a(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{n_a d^2}{\hbar} \frac{D}{\Omega + \mathbf{kV} - i\gamma}, \quad D = D^0 \frac{(\Omega + \mathbf{kV})^2 + \gamma^2}{(\Omega + \mathbf{kV})^2 + \gamma^2 (1 + a |\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2)}. \quad (3)$$

Здесь  $\Omega = \omega_0 - \omega$ ,  $n_a$  — объемная концентрация атомов,  $a$  — параметр насыщения,  $d$  — дипольный момент,  $D^0$  — разность населенностей в нулевом поле. Будем считать, что в процессе взаимодействия атома с полем расстройка существенно не меняется:

$$k\delta V_z(t) \ll \Omega + \mathbf{kV}_{z_0} = \Omega_0 \quad \text{при } t \ll t_1. \quad (4)$$

При условии (4) можно ввести потенциал направленной по  $\text{grad}_{\mathbf{R}} |\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2$  дипольной силы:

$$F_\rho = -\frac{\partial U(\rho)}{\partial \rho}, \quad U(\rho) = \frac{1}{2} \hbar \Omega_0 D^0 \ln \frac{\Omega_0^2 + \gamma^2 (1 + a |\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2)}{\Omega_0^2 + \gamma^2}. \quad (5)$$

На временном интервале  $\gamma^{-1} \ll t \ll t_1$  можно предположить, что распределение по скоростям в сечении пучка является максвелловским с температурой  $T_{\rho_0}$ , тогда распределение атомов  $n_a(\rho)$  по радиусу будет определяться распределением Больцмана:

$$n_a(\rho) = n_{a_0} \exp\left(-\frac{U(\rho)}{k_B T_{\rho_0}}\right), \quad (6)$$

где  $n_{a_0}$  — концентрация пара в атомном источнике. Вообще говоря, температура  $T_{\rho}$  не является постоянной вдоль оси  $z$ . Дело в том, что сила светового давления испытывает флуктуации, объясняемые случайным характером излучения фотонов [4]. Это приводит к стохастическому нагреву атомов полем до поперечных энергий, больших высоты потенциального барьера дипольной силы  $U(0)$  и в конечном счете к разрушению самофокусировки. Будем поэтому считать, что  $t \ll t_2$  — времени нагрева атомов.

Как следует из (3), зависимость поляризуемости  $a$  от  $\rho$  определяется двумя функциями  $n_a(\rho)$  и  $|\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2$ . Ими же определяется зависимость от  $\rho$  и показателя преломления:

$$n(\rho) = 1 + 2\pi \text{Re} a = 1 - \frac{2\pi d^2 D^{\circ} \Omega_0}{\hbar} \frac{n_a(\rho)}{\Omega_0^2 + \gamma^2(1 + a|\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}(\rho)|^2)}. \quad (7)$$

Отсюда следует, что эффект насыщения при  $\Omega_0 < 0$  приводит к фокусировке светового пучка, а при  $\Omega_0 > 0$  — к его дефокусировке [5]. Однако, при  $\Omega_0 > 0$  концентрация атомов в области с  $|\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2 \neq 0$  увеличивается. При этом растет и зависящая от поля часть показателя преломления  $n_E = n - n_0$ . Подставив (6) в (7), найдем зависимость показателя преломления от интенсивности света:

$$n_E = -\frac{2\pi d^2 D^{\circ} n_{a_0}}{\hbar \Omega_0} \left\{ \left[ \exp\left(-\frac{U(\rho)}{k_B T_{\rho_0}}\right) - 1 \right] - \frac{\gamma^2 a |\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2}{\Omega_0^2} \right\}, \quad (8)$$

где считалось, что  $\Omega_0 \gg \gamma$  и  $a|\mathbf{E}_{\omega, \mathbf{k}}|^2 \ll \Omega_0^2/\gamma^2$ . Подставив в (8) выражение (5) для потенциала дипольной силы, получим, что знак эффекта (самофокусировка или самодефокусировка) зависит от соотношения энергий  $\hbar\Omega_0$  и  $2k_B T_{\rho_0}$ . В газах эффект насыщения всегда преобладает над электрострикцией, так как даже в критической точке  $2k_B T_{\rho_0} \gg \hbar\Omega_0$ . Выполнения обратного неравенства (т. е. самофокусировки света при  $\Omega_0 > 0$ ) можно добиться только в пучке.

Таким образом, если  $\Omega_0 > 0$ ,  $D^{\circ} < 0$  (или, наоборот,  $\Omega_0 < 0$ ,  $D^{\circ} > 0$  для пучка атомов с инверсной населенностью), то дипольные силы светового давления могут стать причиной совместной самофокусировки атомов (потенциал  $U(\rho)$  меньше на оси пучков) и света (показатель преломления  $n(\rho)$  больше при  $\rho = 0$ ). Приведем численные оценки основных параметров. Предположим, что атомный и световой пучки равно-

мерно заполняют цилиндр, сечением  $S$ . Приравнивая угол дифракционной расходимости света с углом полного внутреннего отражения [6, 7], найдем необходимую для самоканализации света погонную концентрацию атомного пучка  $p_a = Sn_a$ :

$$p_a = 0,023 \frac{\lambda^2 \hbar}{d^2 \Omega_0} [\Omega_0^2 + \gamma^2 (1 + a |E_{\omega, k}|^2)]. \quad (9)$$

Для  $D^2$  линии натрия (переход  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ ) при мощности света  $W = 600$  мВт, вполне доступной для лазеров на красителях,  $S = 10^{-4}$  см<sup>2</sup>,  $\Omega_0 = 10^{11}$  сек<sup>-1</sup> получим  $p_a = 6,3 \cdot 10^8$  см<sup>-1</sup>,  $n_a = 6,3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $t_1 = 3,4 \cdot 10^{-1}$  сек,  $t_2 = 2,6 \cdot 10^{-2}$  сек. Высота потенциального барьера дипольной силы при этих параметрах есть  $U(0) = 1,6 \cdot 10^{-18}$  эрг, что означает, что атомы натрия с поперечными скоростями  $V_{\rho_0} < 290$  см/сек могут быть пленены светом. Для  $V_{z_0} = 7 \cdot 10^4$  см/сек это соответствует первоначальной угловой расходимости атомного пучка  $2\theta_0 = 8,3 \cdot 10^{-3}$ . Расстояния  $l_i = v_{z_0} t_i$  оказываются большими:  $l_1 = 2,4 \cdot 10^4$  см,  $l_2 = 1,8 \cdot 10^3$  см, что близко к длине затухания поля  $l_3 = 6,1 \cdot 10^3$  см. Из-за сверхтонкого расщепления основного состояния натрия ( $\delta\omega = 1,11 \cdot 10^{10}$  сек<sup>-1</sup>) и теплового разброса скоростей атомов ( $\delta\omega_D = 7 \cdot 10^9$  сек<sup>-1</sup> при  $T = 600$ К) приведенные величины являются приближенными.

Мы считали, что атомный и световой пучки распространяются в одном направлении. Это не является обязательным. Возможно и встречное движение пучков атомов и света. Есть также основания полагать, что одновременную фокусировку атомного и светового пучков (одновременное "уплотнение") легче наблюдать при "симметризованном" распределении поля и атомов. Последнего можно добиться путем использования встречных атомно-световых пучков.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
20 июля 1979 г.  
После переработки  
12 октября 1979 г.

### Литература

- [1] J.E.Bjorkholm, R.R.Freeman, A.Ashkin, D.V.Pearson. Phys. Rev. Lett., 41, 1361, 1978.
- [2] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.
- [3] A.Ashkin. Phys. Rev. Lett., 25, 1321, 1970.
- [4] А.Ю.Цусеп. ЖЭТФ, 70, 861, 1976.
- [5] A.Javan, P.L.Kelley. IEEE JQE, 2, 470, 1966.
- [6] R.Chiao, E.Garmire, C.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [7] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. УФН, 93, 19, 1967.