

02; 07

© 1990 г.

КОЛЛИМАЦИЯ И СЖАТИЕ АТОМНЫХ ПУЧКОВ ВСТРЕЧНЫМИ ВОЛНАМИ БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В. Г. Миногоин, Ю. В. Рождественский

Исследованы коллимация и сжатие пучков атомов в высокointенсивных встречных световых волнах. Показано, что при больших интенсивностях волн резко сокращается время коллимации и сжатия пучков атомов. Установлено, что во встречных волнах большой интенсивности пучки атомов могут быть сжаты до диаметра порядка длины волны поля. Найден верхний предел средней радиационной силы, ответственный за коллимацию и сжатие пучков атомов.

Введение

В последние годы предложены эффективные методы управления параметрами пучков нейтральных атомов, использующие давление встречных световых волн. Физической основой возможности управления распределением скоростей и координат атомов в пучках, облучаемых встречными волнами, является резкая зависимость силы светового давления, создаваемой полем встречных волн, от скорости и координаты атома. Благодаря данной зависимости давление встречных световых волн позволяет реализовать такие важные для практических применений методы управления, как сужение поперечных скоростных и пространственных распределений атомов в пучках, т. е. реализовать коллимацию и сжатие пучков атомов [1].

К настоящему времени в литературе подробно исследована эволюция атомных пучков во встречных световых волнах, слабо насыщающих резонансный переход атома. Критерием слабого насыщения атомного перехода полем встречных волн является условие малости параметра насыщения

$$G \ll (1 + \Omega^2/\gamma^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где G — параметр насыщения, создаваемый одной из встречных световых волн; $\Omega = \omega - \omega_0$ есть расстройка частоты волны ω относительно частоты атомного перехода ω_0 ; γ — естественная полуширина линии атомного перехода.

При слабом насыщении перехода основной физический интерес представляет эволюция пучков в световых волнах, отстроенных в низкочастотную область линии поглощения атома ($\Omega < 0$). Это связано с тем, что при отрицательной расстройке действующая на атом сила светового давления вследствие эффекта Доплера является нечетной функцией скорости атома, сводясь при малых скоростях к силе трения. При поперечном облучении пучка встречными световыми волнами световое поле благодаря действию силы трения охлаждает поперечное движение атомов в пучке, приводя к его коллимации. При оптимальных условиях поле встречных волн может коллимизировать пучок, имеющий среднюю скорость v , вплоть до угла расходимости $\Delta\varphi = (\hbar\gamma/M)^{1/2}/v \approx 10^{-3}$ рад [1]. Не меньший физический интерес представляет эволюция атомных пучков при их поперечном облучении встречными расходящимися волнами. В этом случае сила светового давления является функцией не только скорости, но и координаты атома. При $\Omega < 0$ сила светового давления не только охлаждает поперечное движение атомов, но и дополнительно создает потенциальную яму поперек оси атомного пучка. Охлаждение атомов в потенциальной яме приво-

дит к сужению пространственного распределения атомов поперек оси пучка, т. е. к сжатию пучка. При сжатии пучка атомов его диаметр при оптимальных условиях может быть уменьшен вплоть до длины волны светового поля $\lambda \approx 10^{-5}$ см [1].

При имеющемся в литературе достаточно полном описании деформации функции распределения атомного пучка в низкоинтенсивных встречных световых волнах до сих пор остается открытым вопрос о количественном описании эволюции атомного пучка во встречных волнах большой интенсивности, когда условие (1) не выполнено. С качественной точки зрения при значительном насыщении атомного перехода два основных эффектами взаимодействия атомного пучка со встречными световыми волнами по-прежнему являются коллимация и сжатие пучка. Эти эффекты, однако, становятся гораздо более сильными. Это связано с тем, что при большом насыщении в поле светового давления, создаваемой встречными световыми волнами, преобладающей становится часть, описываемая кривой дисперсионной формы. Данная часть силы светового давления, будучи локализована вблизи нулевой скорости, создает при положительной расстройке ($\Omega > 0$) значительную силу трения, а если волны являются расходящимися, то и глубокую потенциальную яму для холодных атомов. Соответственно при больших интенсивностях встречных световых волн коллимация и сжатие пучков атомов осуществляется за крайне малые времена и при крайне малых длинах взаимодействия атомов с полем.

Недавно в [2] было осуществлено первое экспериментальное наблюдение эффекта коллимации атомного пучка встречными световыми волнами большой интенсивности.

В настоящей работе представлен теоретический анализ эволюции пучков атомов в высокоинтенсивных встречных световых волнах, включающий исследование эффектов коллимации и сжатия. Работа построена по следующему плану. В разделе 1 приведены общие уравнения, описывающие динамику атома в поле встречных световых волн. Данные уравнения используются в разделах 2 и 3 для вычисления радиационной силы и тензора диффузии, на основе которых сделаны заключения об эффективности коллимации и сжатия атомных пучков в поле высокоинтенсивных волн. В разделе 4 найдена приближенная формула для радиационной силы в случае большой интенсивности встречных волн. В заключительном разделе приведены численные оценки эффектов, соответствующие реальным экспериментальным ситуациям.

1. Основные уравнения. Применяемый метод

С целью единого описания эволюции пучка атомов в плоских и расходящихся встречных волнах зададим световое поле в виде расходящихся гауссовских лучей, распространяющихся вдоль оси z ,

$$E(\mathbf{r}, t) = eE_0 \exp(-\rho^2/q_0^2) \times (1 + ul^2/b_q^2)^{1/2} \times \left[\frac{\cos(\omega t - kz)}{[s + 4(z+l)^2/b_q^2]^{1/2}} + \frac{\cos(\omega t + kz)}{[1 + 4(z-l)^2/b_q^2]^{1/2}} \right]. \quad (2)$$

Здесь l — расстояния от центра системы координат до фокусов гауссовских лучей; b_q — инвариант лазерного излучения; $q_0 = (b_q \lambda / 4\pi)^{1/2}$ — поперечный размер луча в каустике; ρ — поперечная цилиндрическая координата в плоскости x, y ; e — вектор поляризации; $k = \omega/c$ — волновой вектор; ω — частота световых лучей; λ — длина волны излучения. В дальнейшем лучи будут для определенности считаться линейно поляризованными по оси x .

Атомы будем считать двухуровневыми с нижним основным уровнем $|1\rangle$ и верхним возбужденным уровнем $|2\rangle$. Вероятность спонтанного распада на переходе $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ обозначим 2γ .

Для описания движения атомов будем использовать уравнения для элементов вигнеровской матрицы плотности $\rho_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ (см., например, [1]). При условии $t \gg \gamma^{-1}$ и условии

$$\hbar^2 k^2 / 2M \ll \hbar \gamma, \quad (3)$$

которое всегда выполнено для разрешенных дипольных переходов атомов, уравнения для матрицы плотности могут быть разложены в ряды по степеням $\varepsilon = \hbar k / \Delta p$ (где $\Delta p = M\gamma/k$ — характерный импульсный масштаб изменения элементов матрицы плотности). Вводя затем функцию распределения

$$w = \rho_{11} + \rho_{22},$$

производя замену недиагональных элементов матрицы плотности

$$\rho_{ij} \rightarrow \rho_{ij} e^{i\Omega t}, \quad i \neq j; \quad i, j = 1, 2,$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$, ω_0 — частота атомного перехода, а также вводя функции Вигнера—Блоха соотношениями

$$u = \rho_{11} - \rho_{22}, \quad c = \rho_u + \rho_{12}, \quad is = \rho_{21} - \rho_{12},$$

из уравнений для элементов матрицы плотности получим уравнения для функций w , c , u , s

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dt} = & (g_+ + g_-) \hbar k \sin kz \frac{\partial}{\partial p_x} c - (g_- - g_+) \hbar k \cos kz \frac{\partial}{\partial p_x} s + \\ & + \frac{1}{2} \hbar^2 k^2 \gamma \sum_{i=x, y, z} \alpha_{ii} \frac{\partial^2}{\partial p_i^2} (w - u) + \dots, \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\frac{du}{dt} = 2\gamma (w - u) - (g_- + g_+) 2s \cos kz + (g_- - g_+) 2c \sin kz + \dots, \quad (4.2)$$

$$\frac{dc}{dt} = -\gamma c - \Omega s - (g_- - g_+) 2u \sin kz + (g_- + g_+) \hbar k \sin kz \frac{\partial}{\partial p_x} w + \dots, \quad (4.3)$$

$$\frac{ds}{dt} = -\gamma s + \Omega c + (g_- + g_+) 2u \cos kz - (g_- - g_+) \hbar k \cos kz \frac{\partial}{\partial p_x} w + \dots. \quad (4.4)$$

Здесь g_{\pm} — частоты Раби для двух встречных лучей

$$g_{\pm} = g_0 \frac{[1 + 4l^2/b_0^2]^{1/2}}{[1 + 4(z \mp l)^2/b_0^2]^{1/2}},$$

$g_0 = dE_0/2\hbar$ — частота Раби в центре симметрии поля (при $z = 0$); $\alpha_{zz} = 2/5$, $\alpha_{yy} = 2/5$, $\alpha_{xx} = 1/5$.

В следующих разделах мы будем использовать систему (4) для получения уравнения Фоккера—Планка для атомной функции распределения при малых скоростях ($v \ll \gamma/k$)

$$\frac{\partial}{\partial t} w + v \frac{\partial}{\partial r} w = - \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} (Fw) + \sum_{i=x, y, z} \frac{\partial^2}{\partial p_i^2} (D_{ii} w), \quad (5)$$

которое включает в себя действующую на атом радиационную силу F и тензор импульсной диффузии D_{ii} . При выводе уравнения Фоккера—Планка функции $h = y, c, s$ в соответствии с методом Боголюбова будут рассматриваться как функционалы функции распределения

$$h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = h(\mathbf{r}, \mathbf{p}; w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)). \quad (6)$$

Явный вид функциональных зависимостей (6) прямо следует из уравнений (4). Поскольку уравнения (4) линейны относительно функции распределения и ее производных по импульсам, то функции $h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ при $v_x \ll \gamma/k$ могут быть представлены в виде рядов по градиентам импульса атома

$$h(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = H^0 w + \hbar k H^{(1)} \frac{\partial}{\partial p_x} w + \dots. \quad (7)$$

Везде ниже мы будем подставлять (7) в уравнения (4) с целью определения коэффициентов функциональных соотношений (7) и уравнения для функции

распределения w . После таких подстановок из уравнения (4.1) в нулевом порядке по импульсу фотона $\hbar k$ следует уравнение сохранения фазовой плотности, в первом порядке по $\hbar k$ — уравнение Лиувилля, а во втором порядке — уравнение Фоккера—Планка.

Для оценки эффективности коллимации и сжатия пучков атомов давлением резонансного излучения большой интенсивности мы будем в дальнейшем использовать усредненное по длине волны поле уравнения Фоккера—Планка, поскольку при реальных экспериментальных условиях ширина атомного пучка всегда больше длины волны поля. Кроме того, как можно будет видеть из полученных ниже выражений для радиационной силы и тензора импульсной диффузии, при интересующем нас условии (8) атомы не могут быть локализованы в потенциальных ямах стоячей световой волны, в связи с чем пространственное распределение плотности пучка атомов не содержит мелкомасштабной внутренней структуры. Соответственно в следующих разделах все количественные оценки будут основаны на значениях средней радиационной силы \bar{F} и среднего тензора импульсной диффузии \bar{D}_{ij} .

2. Коллимация атомного пучка

Рассмотрим сначала коллимацию атомного пучка в поле интенсивных встречных плоских волн одинаковой интенсивности (т. е. в поле плоской стоячей волны). В этом случае в формуле (2) считаем $g_{\pm} = g_0$ и $b_q = \infty$. Для простоты ограничимся анализом одномерной задачи, полагая что атомный пучок распространяется вдоль оси x , а плоские встречные волны — вдоль оси z (рис. 1).

В случае пространственно широкого распределения атомов в пучке динамика атомов в поле (2) определяется действием компоненты F_x средней радиационной силы, имеющей смысл силы светового давления. Данная сила коллимирует или деколлимирует пучок в зависимости от знака расстройки Ω .

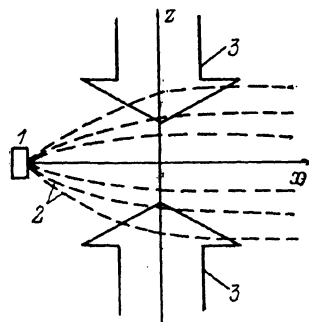


Рис. 1. Схема коллимации атомного пучка.

1 — источник атомов; 2 — атомный пучок; 3 — световые волны, образующие стоячую световую волну вдоль оси z .

Значение силы F_x , определенное на основе процедуры, описанной в разделе 1, совпадает со значением, приведенным ранее в [1]. В качестве примера на рис. 2, а показана зависимость силы F_x от скорости атома v_x при положительном значении расстройки Ω . Как можно видеть из рисунка, при $\Omega > 0$ наклон силы в точке $v_x = 0$ при малых интенсивностях положителен. В этом случае сила светового давления осуществляет деколлимацию пучка атомов. При больших интенсивностях встречных волн наклон силы в точке $v_x = 0$, напротив, отрицателен. Соответственно в этом случае сила обуславливает коллимацию пучка.

С ростом интенсивности встречных волн наклон силы светового давления возрастает (рис. 2, б). Соответственно коллимация пучка в высокоинтенсивных встречных волнах осуществляется значительно более эффективно, чем в случае волн малой интенсивности.

Эффективность коллимации атомного пучка определяется двумя основными параметрами: временем коллимации, которое характеризует быстроту сужения поперечного скоростного распределения пучка, и поперечной температурой, которая определяет ширину поперечного скоростного распределения после коллимации. Для определения этих параметров необходимо знать силу светового давления и средний коэффициент диффузии. Мы выпишем последние для интересующих нас больших интенсивностей поля, когда параметр насыщения $G = 2g_0^2/\gamma^2$ удовлетворяет условию

$$G \gg (1 + \Omega^2/\gamma^2)^{1/2} \quad (8)$$

и для малых скоростей $|v_z| \approx \gamma/k$. Выбор малых скоростей обусловлен тем обстоятельством, что узкая структура дисперсионной формы, определяющая силу светового давления при больших интенсивностях поля, имеет характерную ширину $\Delta v_z \approx \gamma/k$.

Определим сначала радиационную силу, действующую на атом в поле двух встречных волн одинаковой интенсивности при малых атомных скоростях.

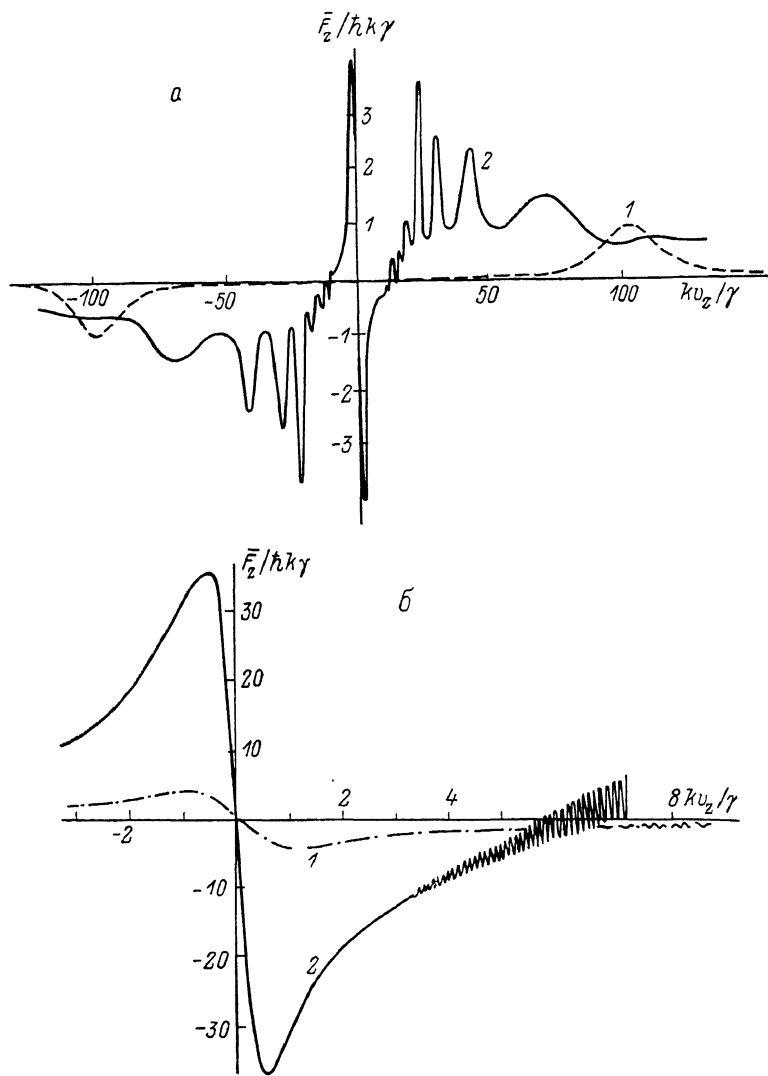


Рис. 2.

a — сила светового давления F_z , действующая на атом в поле плоской стоячей волны, как функция проекции скорости v_z для $\Omega/\gamma=10^2$ и $G=10^2$ (1), 10^4 (2); *b* — зависимость силы светового давления от проекции скорости v_z в области скоростей $v_z \leq \gamma/k$ для $\Omega/\gamma=10^2$ и $G=10^2$ (1), 10^4 (2).

Применяя стандартную процедуру, указанную в разделе 1, а также учитывая только члены до первого порядка по скорости, получим полную радиационную силу в виде [4]

$$F_z = \hbar k \Omega \frac{2G \sin 2kz}{1 + \Omega^2/\gamma^2 + 4G \cos^2 kz} + \hbar k \Omega \frac{8G \sin^2 kz}{(1 + \Omega^2/\gamma^2 + 4G \cos^2 kz)^3} \times \\ \times \frac{kv_z}{\gamma} \left(1 + \frac{\Omega^2}{\gamma^2} - 4G \cos^2 kz - 8G^2 \cos^4 kz \right). \quad (9)$$

После усреднения по длине светового поля и при условии (8) радиационная сила (9) сводится к силе трения.

$$\bar{F}_z = -\beta M v_z$$

с коэффициентом динамического трения [1, 3]

$$\beta = \frac{\hbar k^2}{4M} \frac{(3\Omega^2/\gamma^2 - 1)\Omega}{(1 + \Omega^2/\gamma^2)^{3/2}\gamma} \sqrt{G}. \quad (10)$$

Отметим, что здесь и ниже мы предполагали расстройку удовлетворяющей условию $\Omega > \gamma/\sqrt{3}$, поскольку только при таком условии в силе светового давления при больших интенсивностях поля образуется узкая структура дисперсионной формы.

Соотношение (10) показывает, что время коллимации $t_k \approx \beta^{-1}$ с ростом поля стоячей волны уменьшается обратно пропорционально амплитуде поля. В широкой области расстройек $\Omega \gg \gamma/\sqrt{3}$ время коллимации не зависит от величины расстройки, определяясь только величиной частоты Раби g_0 ,

$$t_k = \beta^{-1} \approx \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{\hbar\gamma}{R} \frac{1}{g_0},$$

где $R = \hbar^2 k^2 / 2M$ есть энергия отдачи.

Для определения температуры атомного пучка после коллимации достаточно вычислить средний коэффициент импульсной диффузии \bar{D}_{zz} при $v_z = 0$. Следуя общей процедуре, указанной в разделе 1, после вывода уравнения Фоккера—Планка можно найти, что тензор импульсной диффузии при $v_z = 0$ есть

$$\begin{aligned} D_{ii} &= \frac{1}{2} \hbar^2 k^2 \gamma d_{ii}, \\ d_{ii} &= \alpha_{ii} \frac{4G \cos^2 kz}{1 + \Omega^2/\gamma^2 + 4G \cos^2 kz} + \delta_{ii} d_0, \\ d_0 &= \frac{4G \sin^2 kz}{(1 + \Omega^2/\gamma^2 + 4G \cos^2 kz)^3} [(1 + \Omega^2/\gamma^2)^2 + 4G(3 - \Omega^2/\gamma^2) \cos^2 kz + \\ &\quad + 48G^2 \cos^4 kz + 64G^3 \cos^6 kz]. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что если здесь положить $d_{zz} = 1$, как это было сделано в [4], то коэффициент диффузии \bar{D}_{zz} из (11) совпадает с результатом работы [4].

При широком поперечном пространственном распределении атомов в пучке и при условии (8) усреднение соотношения (11) по координате z дает для коэффициента диффузии по проекции импульса p_z соотношение

$$\bar{D}_{zz} = \hbar^2 k^2 \gamma G. \quad (12)$$

Учитывая теперь, что стационарным решением уравнения Фоккера—Планка с коэффициентами (9) и (12) является максвелловское распределение по скоростям v_z , окончательно можно выписать температуру атомного пучка после коллимации [5]

$$T = \bar{D}_{zz} / M \beta K_B = \frac{4\sqrt{2}\hbar\gamma}{K_B} \frac{(1 + \Omega^2/\gamma^2)^{3/2}}{(3\Omega^2/\gamma^2 - 1)} \frac{g_0}{\Omega}, \quad (13)$$

где K_B — постоянная Больцмана.

Таким образом, при больших интенсивностях встречных световых волн поперечная температура атомного пучка возрастает пропорционально амплитуде поля E_0 , а ширина поперечного скоростного распределения

$$\Delta v_z = (2K_B T / M)^{1/2}$$

растет пропорционально $E_0^{3/2}$.

При $\Omega > \gamma/\sqrt{3}$ температура пучка, согласно (13), есть

$$T \approx \frac{4\sqrt{2}}{3} \frac{g_0}{\gamma} \frac{\hbar\gamma}{K_B}, \quad (14)$$

стоячей волны малой интенсивности.

Окончательно следует отметить, что использование высокоинтенсивных световых волн для коллимации (поперечного охлаждения) атомных пучков позволяет значительно уменьшить время коллимации. При этом температура коллимированного пучка несколько выше, чем в случае волн низкой интенсивности. Так, для пучка атомов натрия, охлаждаемого на переходе $3S-3P$ при $\Omega=10\gamma$, $g_0 \approx 10^2\gamma$, поперечная температура пучка, согласно (14), есть $T \approx 10^{-2}$ К, в то время как $t_k \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с. Соответственно при средней тепловой скорости пучка атомов натрия $\bar{v} \approx 10^5$ см/с он коллимируется на крайне малой длине $l_k \approx \bar{v}t_k \approx 50$ мкм. Поскольку для коллимации пучка атомов на длине l_k достаточно использовать световые лучи с диаметром порядка l_k , то отсюда можно оценить, что требуемая мощность излучения составляет достаточно малую величину $P \approx Il_k^2 \approx 10$ мВт.

3. Сжатие атомного пучка

Рассмотрим теперь сжатие атомного пучка в поле высокоинтенсивных встречных расходящихся волн (2) (рис. 3). Для простоты будем опять рассматривать поперечное движение атомов в пучке только вдоль оси z . Для пространственно

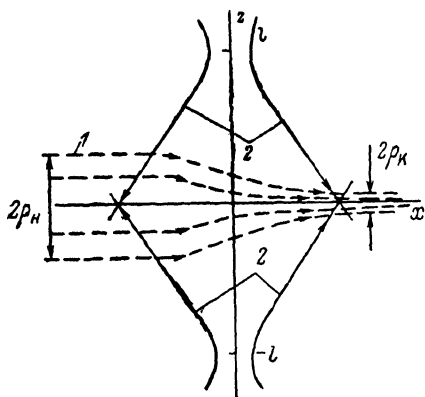


Рис. 3. Схема сжатия атомного пучка. 1 — атомный пучок, 2 — расходящиеся световые лучи.

определяет потенциальную часть проекции полной радиационной силы на ось z ,

$$F_z = \hbar k \gamma \frac{2\alpha_+ \alpha_- + (\alpha_+^2 - \alpha_-^2) (\Omega/\gamma) \sin 2kz}{\Omega^2 + \gamma^2 + 2\alpha_+^2 \cos^2 kz + 2\alpha_-^2 \sin^2 kz}, \quad (15)$$

где $\alpha_{\pm} = g_{-} \pm g_{+}$.

При малых смещениях от центра поля сила (15) до линейного по lz/b_q^2 члена есть

$$F_z = 2\hbar k \gamma G \frac{(1 + 4l^2/b_q^2) (\Omega/\gamma) \sin 2kz - 8lz/b_q^2}{(1 + \Omega^2/\gamma^2 + 4G \cos^2 kz) (1 + 4l^2/b_q^2)}. \quad (16)$$

После усреднения по длине волны поля сила (16) дает потенциальную часть силы светового давления

$$\bar{F}_z = -Mv^2z, \quad (17)$$

где квадрат частоты колебаний

$$v^2 = \frac{\hbar \gamma G^{1/2} l}{Mkq\bar{q}^2 (1 + \Omega^2/\gamma^2)^{1/2}}, \quad (18)$$

а \bar{q} есть радиусы лучей в центре поля

$$\bar{q} = q_0 (1 + 4l^2/l_q^2)^{1/2}.$$

Учитывая теперь, что стационарным решением уравнения Фоккера—Планка, включающего силы (9) и (17) и коэффициент диффузии (12), является распределение Максвелла—Больцмана, можно найти среднеквадратичный радиус пучка атомов поля сжатия

$$\rho_k = \left(\frac{2K_B T}{M v^2} \right)^{1/2} = 2q_0 \left(\frac{b_q}{2l} + \frac{2l}{b_q} \right)^{1/2} \left(\frac{2\gamma}{\Omega} \right)^{1/2} \frac{1 + \Omega^2/\gamma^2}{(3\Omega^2/\gamma^2 - 1)^{1/2}}. \quad (19)$$

Согласно (19), минимальный радиус пучка достигается при $l \simeq 1/2b_q$ и частотной расстройке $\Omega \simeq \gamma$. В этих условиях минимально возможный размер атомного пучка есть

$$\rho_k = 4\sqrt{2} q_0. \quad (20)$$

Подчеркнем, что время пролета атомов $\tau \simeq \rho_k/v_{\parallel}$ через световые лучи, естественно, должно превышать время радиационного распада γ^{-1} .

Поскольку поперечный размер луча в каустике может быть сделан порядка длины волны света $q_0 \simeq \lambda$, то соответственно и атомный пучок может иметь радиус того же размера $\rho_k \simeq \lambda$.

Оценка (20), полученная нами в случае сильной стоячей волны, совпадает по порядку величины с оценкой [1] для слабой стоячей волны. Однако для стоячей волны большой интенсивности резко сокращается время сжатия атомного пучка.

4. Предел средней радиационной силы

Как следует из оценок предыдущих разделов, эффективность коллимации и сжатия пучков атомов в значительной степени зависит от формы средней радиационной силы при больших амплитудах поля стоячей волны. В настоящем разделе мы приведем приближенное значение средней радиационной силы в пределе большой интенсивности, когда выполнено условие (8).

Для получения эффективной оценки величины средней силы \bar{F}_z мы аппроксимируем поле стоячей волны косинусоидальной формы ступенчатой периодической функцией, которая принимает значение 1 в интервале $(-\pi/2, +\pi/2)$ и значение -1 в интервале $(\pi/2, \pi)$. Соответственно в соотношениях, содержащих производные поля, мы сделали замены $\sin kz \rightarrow 2k\delta(z)$. В результате этих преобразований при расчете радиационной силы уравнения (4.2)—(4.4) сведутся к системе линейных уравнений, а средняя радиационная сила сведется к соотношению

$$\bar{F}_z = -2\hbar k g \frac{k}{2\pi} \int_{-\pi/k}^{+\pi/k} C \sin kz dz \rightarrow \frac{2}{\pi} \hbar k g (C(\pi/2) - l(-\pi/2)). \quad (21)$$

Определив функцию C из системы линейных уравнений и используя условие (8), окончательно получим

$$\bar{F}_z = -\frac{2}{\pi} \hbar k \Omega \operatorname{th} \frac{\pi\gamma}{2kv_z}. \quad (22)$$

Данная формула показывает, что в пределе большой амплитуды поля в средней радиационной силе преобладающей является центральная часть, имеющая ширину порядка $2\gamma/k$ и амплитуду порядка $\hbar k |\Omega|$. Отметим, что результат проведенного модельного расчета качественно совпадает с результатом работы [5].

Заключение

Сформулируем основные результаты работы.

1. Использование встречных волн большой интенсивности позволяет за короткое время осуществлять коллимацию атомных пучков. При этом резко сокращается длина взаимодействия атома с полем излучения. Так, при $g_0 \simeq \simeq 10^2 \gamma$, время коллимации пучка атомов составляет $t_k \simeq 5 \cdot 10^{-8}$ с; соответственно область взаимодействия с полем излучения при продольной скорости атомов $v_{\parallel} \simeq 10^5$ см/с составляет всего $l_k \simeq 5 \cdot 10^{-3}$ см.

2. В случае коллимации атомных пучков в интенсивных световых полях не удается достичь минимальной поперечной температуры $T_{\text{min}} \approx 2\hbar\gamma/K_B$ [1], которая реализуется в случае волн малой интенсивности. Это связано с быстрым ростом скоростной диффузии по мере увеличения интенсивности поля. Несмотря на данное обстоятельство, поперечная температура атомного пучка после коллимации интенсивным полем остается достаточно низкой. Например, при $g_0 \approx 10^2\gamma$ температура составляет $T_{\text{эфф}} \approx 10^{-2}$ К.

3. При сжатии атомных пучков высокоинтенсивным полем минимальный диаметр пучка совпадает по порядку величины с минимальным диаметром пучка, достигаемым при малых интенсивностях [1]. Однако время сжатия оказывается короче на несколько порядков.

Таким образом, перечисленные результаты работы показывают, что использование высокоинтенсивных встречных световых волн позволяет за малые времена и на малых расстояниях управлять пучками атомов, в том числе осуществлять глубокую коллимацию и сжатие пучков атомов. В свою очередь пучки атомов с узким скоростным и пространственным распределением представляют интерес для таких задач, как квантовые стандарты частоты и метрология, прецизионная лазерная спектроскопия, исследование квантовых эффектов при взаимодействии излучения с веществом.

Список литературы

- [1] Микогин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 256 с.
- [2] Aspect A., Dalibard J., Heidman A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 1688—1692.
- [3] Dalibard J., Cohen-Tannoudji. // JOSA B. 1985. Vol. 2. P. 1707—1725.
- [4] Gordon J. P., Ashkin A. // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 21. P. 1606—1626.
- [5] Казанцев А. П., Чудесников Д. О., Яковлев В. П. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1619—1631.

Институт спектроскопии АН СССР
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
10 января 1989 г.
В окончательной редакции
14 февраля 1990 г.