

О возможности повышения концентрации и протяженности атомных ансамблей при лазерном охлаждении

Л.А.Ривлин, С.Д.Якубович

Рассмотрены способы повышения предельной концентрации охлажденных атомов и протяженности занимаемого ими объема посредством повышения интенсивности лазерного пучка выше интенсивности насыщения рабочего перехода, применения неколлинеарной геометрии лазерного пучка и атомной среды и привлечения когерентного охлаждения последовательностями встречных π -импульсов.

Ключевые слова: атомные ансамбли, лазерное охлаждение, неколлинеарная геометрия.

Введение

Световое давление потока фотонов оптического лазера стало сегодня действенным инструментом физического эксперимента, в частности, в задачах охлаждения нейтральных атомов и манипулирования их движением (см., напр., [1]). Для решения некоторых из этих задач [2, 3] необходимо существенное повышение концентрации n холодных атомов при относительно большой протяженности заполненного ими нитевидного объема с длиной L и поперечным диаметром D . Характерными значениями желательных параметров могут служить $n = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $L = 100 - 300 \text{ см}$ и $D = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}$.

Одним из известных прямых препятствий к повышению концентрации и увеличению объема служат ограничения по оптической толщине атомной среды [1]. Обычная элементарная оценка глубины проникновения лазерных фотонов

$$\delta_0 = (\sigma_0 n)^{-1} \quad (1)$$

свидетельствует о том, что, например, при концентрации атомов $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и сечении поглощения $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$ глубина проникновения δ_0 ничтожна – она не превышает $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Тем не менее эта элементарная картина не является исчерпывающей.

1. Влияние насыщения на глубину проникновения

При оценке глубины проникновения следует учесть влияние насыщения рабочего перехода атома. В самом деле, концентрации возбужденных (n_2) и невозбужденных (n_1) атомов ($n_1 + n_2 = n$) задаются стационарным скоростным уравнением

$$R(n_2 - n_1) + n_2/\tau = 0, \quad (2)$$

где [1]

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), 117454 Москва, просп. Вернадского, 78

Поступила в редакцию 29 февраля 2000 г.

$$R = \frac{I/\tau I_0}{1 + 2I/I_0 + (2\tau\Delta)^2}; \quad (3)$$

τ – время спонтанной релаксации; $\Delta = \omega - \omega_0 < 0$ – расстройка частоты лазера относительно центральной частоты ω_0 перехода; I – интенсивность лазерного пучка; I_0 – интенсивность насыщения, при которой $R = h(3\tau)^{-1}$, если $\Delta = 0$; здесь и далее статистические веса состояний не принимаются в расчет.

Из (2) получаем

$$n_1 - n_2 = \frac{n}{1 + 2R\tau}, \quad (4)$$

следовательно, глубина проникновения

$$\delta = \frac{I/R}{n_1 - n_2} = I_0 \frac{\tau}{n} \left[1 + 4 \frac{I}{I_0} + (2\tau\Delta)^2 \right]. \quad (5)$$

При $I/I_0 \rightarrow 0$

$$\delta = I_0 \frac{\tau}{n} \left[1 + (2\tau\Delta)^2 \right], \quad (6)$$

что при $\Delta = 0$ должно по порядку величины соответствовать оценке (1):

$$I_0 \frac{\tau}{n} = \delta_0 = (\sigma_0 n)^{-1}. \quad (7)$$

Отсюда $I_0 \approx (\sigma_0 \tau)^{-1} = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}/\text{с}$ ($\sim 10 \text{ мВт}/\text{см}^2$) для $\tau = 10^{-8} \text{ с}$ и численных данных, принятых при оценке (1).

Сопоставление (5), (6) и (7) дает

$$\delta = \delta_0 \left[1 + 4 \frac{I}{I_0} + (2\tau\Delta)^2 \right]. \quad (8)$$

Например, $\delta/\delta_0 = 22$ при $I/I_0 = 5$ и $2\tau\Delta = 1$, возрастая более чем на порядок по сравнению со случаем $I/I_0 \rightarrow 0$.

2. Минимальная температура и скорость охлаждения

Равновесная температура T охлаждаемых атомов пропорциональна отношению коэффициента диффузии импульса к коэффициенту трения [1]:

$$kT = -\frac{1+z}{8\tau}\hbar\left[2\tau\Delta + \frac{1}{2\tau\Delta}\left(1 + 2\frac{I}{I_0}\right)\right], \quad (9)$$

где k – постоянная Больцмана; $z = 0.4$ и 0.3 для линейно и циркулярно поляризованного света соответственно. При заданной расстройке $\Delta_0 < 0$ температура достигает минимума

$$kT_{\min} = -\frac{1+z}{2}\hbar\Delta_0 = \frac{1+z}{4\tau}\hbar\left(1 + \frac{2I'}{I_0}\right)^{1/2} \quad (10)$$

при интенсивности фотонного пучка

$$I' = \frac{I_0}{2}\left[(2\tau\Delta_0)^2 - 1\right]. \quad (11)$$

По мере поглощения света при углублении в атомную среду интенсивность I падает по сравнению с начальной интенсивностью I' на входе в среду. В связи с этим при неизменности расстройки $\Delta_0 = \text{const}$ происходит некоторое отклонение температуры T от начальной минимальной температуры T_{\min} :

$$T = T_{\min}\left(1 - \beta\frac{I'/I_0}{1 + 2I'/I_0}\right), \quad (12)$$

где $\beta = (I' - I)/I'$.

Если попытаться произвести охлаждение вплоть до этой минимальной температуры, то необходима значительная расстройка $|\Delta_0| > (2\tau)^{-1}$. Это приводит к некоторому снижению скорости охлаждения

$$R = \frac{R_0}{2} \quad (13)$$

при расстройке $\Delta = \Delta_0$ по сравнению со скоростью R_0 , соответствующей нулевой расстройке $\Delta \rightarrow 0$.

В итоге видно, что насыщение рабочего перехода при увеличении интенсивности I позволяет заметно увеличить глубину проникновения δ ценой снижения скорости R . Тем не менее глубина проникновения δ все еще остается недостаточной. Для того же примера она составляет $\sim 10^{-2}$ см.

3. Охлаждение при неколлинеарности пучков фотонов и атомов

Неколлинеарность способна, по-видимому, разрешить конфликт между увеличенной, но все еще недостаточной глубиной проникновения и желательной большей протяженностью объема, занятого атомами, если этот объем имеет нитевидную форму с поперечным диаметром D , сопоставимым с оцененной глубиной проникновения (8). Тогда падение фотонов под углом скольжения α к оси пучка атомов требует для охлаждения пучка произвольной длины L сравнительно небольшой глубины проникновения

$$\delta \approx \frac{D}{\sin \alpha}, \quad (14)$$

достижимой при повышенной интенсивности I .

Это покупается ценой снижения эффективности охлаждения по продольной степени свободы атомов, т. к. по этому направлению действует лишь осевая компонента импульса фотона $p_z = (\hbar\omega/c)\cos\alpha$, и необходимостью существенно (на несколько порядков) повысить суммарную мощность лазерного источника – до

$$\mathcal{P} = \hbar\omega I \pi D L \sin \alpha, \quad (15)$$

а также необходимостью прибегнуть к относительно сложной оптике для формирования соответствующего «ленточного» пучка. Например, для облучения пучка атомов длиной $L = 100$ см под углом скольжения $\alpha = 10^\circ$ необходим световой пучок сечением 20×0.1 см с полной мощностью около 50–100 мВт, что может быть обеспечено множеством типов современных лазеров в различных спектральных диапазонах.

Отдельного анализа требует вопрос о роли оптического эффекта Штарка при интенсивном световом поле с $I > I_0$.

4. Когерентное охлаждение атомов встречными последовательностями π -импульсов

Этот метод основан на когерентном взаимодействии лазерного излучения с двухуровневым атомом, а именно на взаимодействии атомов со встречными последовательностями π -импульсов. Ранее в [4–10] исследовалось применение данного метода для ускорения и отклонения нейтральных атомов, а также для другого манипулирования ими. По-видимому, этот метод может быть использован и для охлаждения атомных ансамблей.

Как известно, вероятность перехода атома из основного состояния в возбужденное под действием электромагнитного поля с частотой ω и электрическим вектором E

$$w = \frac{1/2}{1 + (\Delta/2\Omega_R)^2} \left\{ 1 - \cos 2\Omega_R \left[1 + \left(\frac{\Delta}{2\Omega_R} \right)^2 \right]^{1/2} t \right\}, \quad (16)$$

где

$$\Omega_R = \langle \mu \rangle \frac{E}{\hbar} = \frac{E}{8\pi} \left(\frac{3\lambda^3}{2\pi\hbar\tau} \right)^{1/2} \quad (17)$$

– частота Раби; $\langle \mu \rangle$ – матричный элемент перехода;

$$\langle \mu \rangle^2 = \frac{3\hbar\lambda^2}{(4\pi)^3\tau}; \quad (18)$$

λ – длина волны излучения; t – время.

В случае сильного поля, когда

$$E^2 \gg \frac{4}{3}(2\pi)^5 c^2 \hbar \left(\frac{\Delta}{\omega} \right)^2 \frac{\tau}{\lambda^5} \quad (19)$$

(c – скорость света), выражение (16) упрощается, поскольку

$$\left(\frac{\Delta}{2\Omega_R} \right)^2 \ll 1, \quad (20)$$

и описывает осцилляции Раби:

$$w \approx \frac{1}{2}(1 - \cos 2\Omega_R t). \quad (21)$$

В течение интервала времени

$$T_\pi = \frac{\pi}{2\Omega_R} = \frac{18 \text{ пс}}{E} \left(\frac{\tau}{\lambda^3} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

называемого длительностью π -импульса, вероятность w изменяется от начальной вероятности ($w = 0$) при $t = 0$

до единицы (здесь и далее в численных формулах E выражается в кВ/см, τ – в наносекундах и λ – в микрометрах). Это означает, что атом поглотил фотон с энергией $\hbar\omega$ и приобрел импульс

$$\Delta p_1 = \hbar k_1, \quad \Delta p_1 = \frac{\hbar\omega}{c}. \quad (23)$$

В момент $t = T_\pi$ волновой пук прерывается, а на атом начинает воздействовать волна с такими же ω и E , но обратного направления, так что ее волновой вектор

$$k_2 = -k_1. \quad (24)$$

Эта волна к моменту $t = 2T_\pi$ возвращает атом согласно (21) в исходное основное состояние с $w = 0$. При этом испускается фотон с волновым вектором k_2 (24), что сопровождается приобретением атомом импульса

$$\Delta p_2 = -\hbar k_2 = \hbar k_1 = \Delta p_1. \quad (25)$$

В итоге за цикл поглощения – испускания с длительностью $\Delta t_R = 2T_\pi$ атом приобретает импульс

$$\Delta p_R = \Delta p_1 + \Delta p_2 = 2\hbar k_1, \quad \Delta p_R = 2\hbar\omega/c. \quad (26)$$

Стоит отметить, что в отличие от обычного процесса со спонтанным испусканием заданная направленность приобретаемого атомом импульса возникает в каждом цикле, а не в результате усреднения по многим циклам.

Многочисленное повторение циклов рассмотренных выше прерванных осцилляций Раби во встречных пучках чередующихся π -импульсов сопровождается возникновением силы светового давления

$$\begin{aligned} F_R &= \frac{\Delta p_R}{\Delta t_R}, \quad F_R = \frac{2\hbar\omega}{2cT_\pi} = \frac{E}{2\pi} \left(\frac{3\hbar\lambda}{2\pi\tau} \right)^{1/2} \\ &= (3.7 \cdot 10^{-12} \text{ дин}) E \left(\frac{\lambda}{\tau} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Точнее говоря, две встречные последовательности одинаковых π -импульсов, действуя попеременно на атом, создают стационарную силу F_R , направление которой совпадает с направлением волновых векторов поглощаемых фотонов, т. е. по существу с направлением первого импульса в последовательности. При этом смещение частоты лазера на крылья доплеровской линии атома открывает возможность селективного ускорения или торможения групп атомов с заданной тепловой скоростью, т. е. возможность модификации их распределения по скоростям, которая способна привести в том числе и к охлаждению атомного ансамбля.

Стоит подчеркнуть, что сила F_R (27), возникающая в когерентном процессе осцилляций Раби, существенно превышает силу светового давления F_s в последовательности циклов резонансного поглощения – спонтанного испускания, применяемых в обычных схемах охлаждения. Отношение этих сил

$$\frac{F_R}{F_s} = \frac{E}{2\pi^2} \left(\frac{3\lambda^3\tau}{2\pi\hbar} \right)^{1/2} \approx 115E(\lambda^3\tau)^{1/2}. \quad (28)$$

Численный пример: для $\lambda = 1$ мкм, $\tau = 10$ нс и $E = 10$ кВ/см (135 кВт/см²) имеем $T_\pi = 5.6$ пс, $F_R = 1.2 \cdot 10^{-11}$ дин и $F_R/F_s = 3600$.

Интервал времени между импульсами каждой из последовательностей должен, естественно, превышать T_π для размещения встречного π -импульса, но должен быть существенно меньше релаксационного времени τ для поддержания когерентности процесса, поэтому частота следования импульсов лежит в пределах

$$\frac{1}{\tau} \ll f \ll \frac{1}{2T_\pi} = \frac{\Omega_R}{\pi}. \quad (29)$$

Важно напомнить, что спектр подобной регулярной последовательности импульсов отнюдь не совпадает с очень широким сплошным спектром одиночного УКИ, а представляет собой ряд дискретных линий, разделенных интервалами f , внутри огибающей вида $(\sin x)/x$ (для прямоугольных импульсов), где $x = \pi\Delta/(2\Omega_R)$. Так, при $f = (2T_\pi)^{-1}$ внутри эффективной ширины огибающей $4\Omega_R$ кроме центральной линии $\omega = \omega_0$ присутствуют еще два сателлита с амплитудами поля, в $2/\pi$ раз уступающими амплитуде центральной линии. Расстояние между этими сателлитами составляет $2f$ и может существенно превышать доплеровскую ширину атомной линии.

В итоге, обращаясь к временным представлениям, можно сказать, что атом взаимодействует с ультракоротким π -импульсом с длиной волны λ , а при спектральном представлении и соответствующей настройке лазера взаимодействие происходит лишь с центральной линией обширного линейчатого спектра, ширина которой вовсе не зависит от длительности π -импульса. Таким образом, задача эффективного охлаждения состоит в такой стабилизации генерирования регулярной последовательности π -импульсов, чтобы ширина центральной линии соответствовала желательной минимальной температуре атомного ансамбля. Для решения этой задачи наиболее пригоден, по-видимому, лазер с синхронизацией мод. В этом случае взаимодействие атомов происходит фактически с полем одной центральной моды.

В процессе ускорения или торможения атомов происходит как доплеровское смещение резонансной частоты перехода, так и пространственное перемещение атомов. Смещение частоты перехода остается в пределах неравенства (20), если изменение скорости не слишком велико:

$$\left(\frac{\Delta v}{c} \right)^2 \ll \left(\frac{\lambda}{2cT_\pi} \right)^2, \quad (30)$$

что заведомо соблюдается для тепловых скоростей (порядка 10^4 см/с). Пространственное перемещение атомов существенно уступает пространственному масштабу π -импульса ($cT_\pi \approx 1$ см), если изменение кинетической энергии атома с массой M мало по сравнению с энергией фотона:

$$\frac{M}{2} (\Delta v)^2 \ll \hbar\omega. \quad (31)$$

Когерентный метод охлаждения открывает важную возможность неограниченного увеличения глубины проникновения встречных последовательностей π -импульсов в охлаждаемую атомную среду. Эта возможность следует из того, что каждая из последовательностей попеременно теряет энергию при поглощении π -импульса возбуждаемыми атомами и приобретает утраченную энергию в следующем акте их когерентного высвечивания.

При этом необходимо, чтобы поглощаемая атомами энергия π -импульса в каждом отдельном полуцикле не снижала заметным образом его исходную энергию:

$$\hbar\omega n c \Delta t \ll \hbar\omega T_{\pi}, \quad (32)$$

где Δt – интервал между соседними встречными π -импульсами, т. е. практически длительность полуцикла, поскольку $\Delta t \gg T_{\pi}$. Из неравенства (32) следует серьезное ограничение, накладываемое на концентрацию атомов:

$$n \ll \frac{\pi}{c\lambda} \left(\frac{2\pi I}{3 \Delta t} \right)^{1/2} \approx \frac{0.05 \text{ см}^{-3}}{\lambda} \left(\frac{I}{\Delta t} \right)^{1/2}, \quad (33)$$

где I берется в $\text{см}^{-2}/\text{с}$, а Δt – в наносекундах. Из этой оценки следует, что для получения данным методом охлажденных атомных ансамблей с концентрацией, превышающей 10^{12} см^{-3} , необходимо использовать π -импульсы с интенсивностью порядка нескольких единиц $\text{ГВт}/\text{см}^2$, генерируемые лазерами с мощностью порядка десятков киловатт.

Следует заметить, что указанная пиковая мощность достигается в лазерах разных типов при синхронизации мод, но с относительно малой частотой повторения, заметно уступающей желательным высоким частотам (вплоть до сотен гигагерц). Такие высокие частоты повторения реализуются в полупроводниковых лазерах с коротким резонатором, но при существенно более низкой пиковой мощности (менее 100 мВт). Возможно, оптимальное решение состоит в усилении высокочастотной последовательности маломощных пикосекундных импульсов широкополосным лазерным усилителем.

Рассмотрим теперь результаты экспериментов по пассивной синхронизации мод в многосекционном полупроводниковом лазере с внешним резонатором длиной 15 см, поставленных для подтверждения вышесказанного [11]. На рис. 1 представлены зависимости пиковой мощности \mathcal{P}_p , средней мощности \mathcal{P} и длительности импульсов τ_p с частотой повторения 1 ГГц от тока инжекции J . Минимальные длительности менее 5 пс достигаются одновременно с максимальной пиковой мощностью около 5 Вт при умеренных токах. Применение системы МОРА, т. е. дальнейшее усиление таких импульсных последовательностей линейным оптическим усилителем бегущей волны в виде клиновидного полупроводникового лазерного диода с просветленными торцами, коэффициентом усиления 39 дБ и быстродействием около 2 пс [12, 13], позволило бы надеяться на получение требуемых импульсов мощностью порядка единиц киловатт с частотой повторения 1 ГГц и более.

Другими источниками мощных пикосекундных импульсов могут служить волоконные усилители с лазерной диодной накачкой, обладающие быстродействием лучше 1 пс и коэффициентом усиления в двухкаскадной схеме до 50 дБ. Так, в [14] маломощные импульсы задающего полупроводникового лазера длительностью 1.8 пс были усилены до пиковой мощности 500 кВт. Нужные частоты повторения импульсов порядка сотен мегагерц также могут быть получены с помощью волоконных усилителей с выходной средней мощностью до сотен ватт [15].

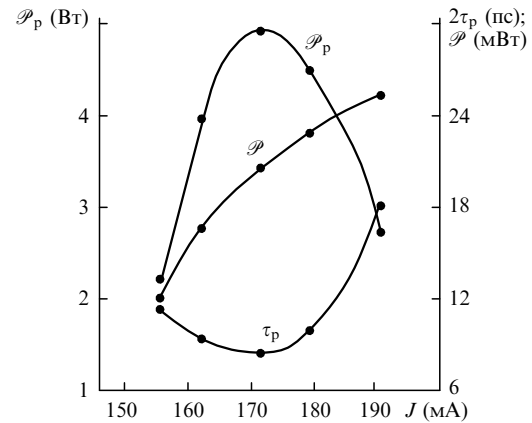


Рис. 1.

Заключение

Проведенный анализ свидетельствует о возможности преодоления ограничений, накладываемых на концентрацию охлаждаемых атомов и протяженность занимаемого ими объема, посредством повышения интенсивности лазерного пучка выше интенсивности насыщения рабочего перехода атома, применения неколлинеарной геометрии лазерного пучка и атомной среды и привлечения когерентного охлаждения встречными последовательностями π -импульсов высокой интенсивности, а также путем совмещения этих методов. Все рассмотренные методы требуют существенного повышения интенсивности лазерного пучка по сравнению с традиционным методом доплеровского охлаждения.

Авторы признательны В.Л.Величанскому за ценную критику. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 99-02-16357) и INTAS (грант № 97-31566).

1. Adams C.S., Riis E. *Progr. Quant. Electr.*, **21**, 1 (1997).
2. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
3. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **29**, 93 (1999).
4. Казанцев А.П. *ЖЭТФ*, **66**, 1599 (1974).
5. Nebenzahl I., Szoke A. *Appl. Phys. Letts*, **25**, 327 (1974).
6. Friedman H., Wilson A.D. *Appl. Phys. Letts*, **28**, 270 (1976).
7. Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Романенко В.И., Яценко Л.П. *ЖЭТФ*, **99**, 393 (1991).
8. Freegarde T., Walz J., Haenson T.W. *Optics Comms*, **117**, 262 (1995).
9. Nolle B., Nolle H., Schmand J., Andra H.J. *Europhys. Letts*, **33**, 261 (1996).
10. Bloch I. et al. *Proc. SPIE*, **2995**, 206 (1997).
11. Андреева Е.В. и др. *Квантовая электроника*, **26**, 103 (1999).
12. Chafouri-Shiraz H. et al. *IEEE J. Select. Top. in Quantum Electron.*, **3**, 210 (1997).
13. Dageus B. et al. *IEEE J. Select. Top. in Quantum Electron.*, **3**, 233 (1997).
14. Galvanauskas A. et al. *Optics Letts*, **19**, 1043 (1994).
15. Gapontsev V. *IEEE/LEOS'99 Ann. Meet. Adv. Progr.* (San Francisco, 1999, p. 29).

L.A.Rivlin, S.D.Yakubovich. On the feasibility of increasing the density and the extension of atomic ensembles in laser cooling.

The ways of raising the limiting density of cooled atoms and the extension of the volume occupied by them are considered. These include raising the laser beam intensity above the saturation intensity of the working transition, application of a noncollinear geometry of the laser beam and the atomic medium, and recourse to coherent cooling by sequences of counter π pulses.