

01:02:07

©1994

## УПРАВЛЕНИЕ СКОРОСТЬЮ АНСАМБЛЯ АТОМОВ ВО ВСТРЕЧНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ЛУЧАХ

*Б.Г.Матисов, И.Е.Мазец*

Помещение ансамбля трехуровневых атомов во встречные скоррелированные резонансные лазерные лучи — весьма эффективное средство для управления трансляционным движением атомов. В частности, селективное по скорости когерентное пленение населенностей (ССКПН) — это единственный способ охлаждения атомов до эффективных температур ниже предела отдачи [1,2]. Традиционно считается, что в случае равенства частот и естественных ширин обоих переходов, на которые действует лазерное излучение, сила радиационного давления на атомы отсутствует [3,4]. Однако это не совсем так.

В настоящей работе мы показываем, что при неравных интенсивностях встречных световых волн в течение достаточно короткого времени, пока протекают переходные процессы, на атомы действует сила, связанная с перераспределением населенностей между  $|1, q\rangle$  и  $|2, q\rangle$  состояниями, принадлежащими к одному и тому же замкнутому семейству состояний (мы будем рассматривать атомы, основное  $g$  и возбужденное  $e$  электронные состояния которых обладают равным единице полным угловым моментом, что позволяет применить при расчете технику замкнутых семейств [2,4]):  $|1, q\rangle = |g, m_z = -1, p_z = q - \hbar k\rangle$ ,  $|2, q\rangle = |g, m_z = 1, p_z = q + \hbar k\rangle$  и  $|3, q\rangle = |e, m_z = 0, p_z = q\rangle$ . Здесь  $m_z$  и  $p_z$  — проекции соответственно полного углового момента и импульса атома на ось  $z$  лазерного луча. Последний представляет собой две противоположно направленные волны с ортогональными круговыми поляризациями; импульс отдельного фотона составляет  $\hbar k$ .

Система уравнений, описывающих временную эволюцию атомной матрицы плотности  $\rho_{jj'}(q) = \langle j, q | \hat{\rho} | j', q \rangle$ ,  $j, j' = 1, 2, 3$ , приведена в [2]. Мы выпишем только уравнения для населенностей:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}(q) = \gamma \int_{-\hbar k}^{\hbar k} \phi(u) \rho_{33}(q - \hbar k + u) du + 2R [iV_{31} \rho_{13}(q)],$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}(q) = \gamma \int_{-\hbar k}^{\hbar k} \phi(u) \rho_{33}(q + \hbar k + u) du + 2 \operatorname{Re} [iV_{32} \rho_{23}(q)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{33}(q) = -2\gamma \rho_{33}(q) - 2 \operatorname{Re} [iV_{31} \rho_{13}(q)] - 2 \operatorname{Re} [iV_{32} \rho_{23}(q)].$$

Здесь  $2\gamma$  — радиационная ширина возбужденного состояния;  $\phi(u)$  — четная функция, описывающая эффект отдачи атома, и  $\int_{-\hbar k}^{\hbar k} \phi(u) du = 1$ ;  $\hbar V_{3j}$ ,  $j = 1, 2$ , — матричные элементы оператора электрического дипольного взаимодействия атома с полем лазерного излучения.

Введем суммарную населенность состояний, принадлежащих к данному семейству:  $w_F(q) = \rho_{11}(q) + \rho_{22}(q) + \rho_{33}(q)$ . Очевидно, что нормировка  $\int_{-\infty}^{\infty} w_F(q) dq = 1$  не зависит от времени. Из (1) нетрудно установить, что среднее по ансамблю значение квантового числа  $q$  постоянно:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle q \rangle = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} q w_F(q) dq = 0. \quad (2)$$

Но в случае неравных населенностей подуровней основного состояния средний импульс атомов, находящихся в состояниях, принадлежащих к определенному семейству есть

$$\langle p_z \rangle_q = \frac{(q - \hbar k) \rho_{11}(q) + q \rho_{11}(q) + (q + \hbar k) \rho_{22}(q)}{w_F(q)} \quad (3)$$

и не равен  $q$ . Согласно (1), закон изменения усредненного по всему распределению импульса атома будет иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle p_z \rangle &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \langle p_z \rangle_q w_F(q) dq = \\ &= \hbar k \int_{-\infty}^{\infty} [2 \operatorname{Re} (iV_{32} \rho_{23}(q)) - 2 \operatorname{Re} (iV_{31} \rho_{13}(q))] dq = \\ &= \hbar k \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_{22}(q) - \rho_{11}(q)) dq. \end{aligned} \quad (4)$$

До включения лазерного поля населенности подуровней основного состояния с различными  $m_z$  равны. После того как с момента включения поля прошло время, существенно большее как обратной скорости оптической накачки, так и времени жизни возбужденного состояния, наступает квазистационарный режим, когда  $\rho_{11}/\rho_{22} \approx |V_{32}|^2/|V_{31}|^2$ .

Таким образом, при неравных интенсивностях противоположно направленных волн даже в случае точного двухфотонного резонанса на атомы действует сопровождающая переходные процессы сила радиационного давления. В результате макроскопическая скорость атомного ансамбля изменяется на величину

$$\Delta v_z \approx \frac{\hbar k}{M} \cdot \frac{|V_{32}|^2 - |V_{31}|^2}{|V_{31}|^2 + |V_{32}|^2}, \quad (5)$$

которая может достигать нескольких см/с. Здесь  $M$  — масса атома. При исследовании случая неравных расстроек частот встречных волн от резонанса удобнее всего перейти в движущуюся инерциальную систему отсчета, где расстройки равны. При этом преобразуются и амплитуды волн, чем и определится величина транзитной силы.

Следует отметить два обстоятельства: во-первых, дополнительная скорость (5) приобретаемая атомами за время, гораздо меньше времени охлаждения атомов за счет ССКПН [1,2,4]. Во-вторых, при получении встречной световой волны, по флуктуациям скоррелированной с исходной неизбежны приводящие к  $\Delta v_z \neq 0$  потери интенсивности (схема экспериментальной установки приведена в [1]; в частности, альbedo зеркала реально меньше 100%).

На основе рассмотренного эффекта можно создать своеобразный "шаговый двигатель" для атомов в пространстве скоростей: на атомный пучок во встречных лазерных лучах существенно неравной интенсивности время от времени подается короткий интенсивный немонахроматический радиочастотный сигнал, делающий равновероятными все значения проекции полного углового момента атома на ось  $z$ . После этого среднее значение  $q$  уже не сохраняется, и атомы снова готовы приобрести дополнительную скорость (5). Однако разброс скоростей при этом также возрастает на величину порядка скорости отдачи. Но изменение макроскопической скорости атомного ансамбля мы можем контролировать весьма точно. Такой механизм может быть использован как предварительный этап при охлаждении методом ССКПН пучка атомов с целью продольного замедления.

Данная работа частично поддержана грантом № R1F000 Международного Научного Фонда.

## Список литературы

- [1] Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., Cohen-Tannoudji C. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 7. P. 826–829.
- [2] Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., Cohen-Tannoudji C. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 11. P. 2112–2124.
- [3] Миногин В.Г., Летохов В.С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 224 с.
- [4] Papoff F., Mauri F., Arimondo E. // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. V. 9. N 3. P. 321–331.

Санкт-Петербургский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
12 июня 1994 г.

