Письма в ЖЭТФ, том 59, вып.1, стр.20 - 23 ©1994 г. 10 января

СУБДОПЛЕРОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ Λ-АТОМОВ В ПОЛЕ ДВУХ СТОЯЧИХ ВОЛН С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ФАЗОВЫМ СДВИГОМ

Д.В.Косачев, Ю.В.Рождественский

Санкт-Петербургский государственный технический университет, кафедра теоретической физики

195251 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 декабря 1993 г.

В работе представлен новый механизм субдоплеровского охлаждения трехуровневых Λ-атомов в поле стоячих волн, имеющих пространственный фазовый сдвиг. Анализ динамики Λ-атома в поле стоячих волн проведен на основе точных решений стационарных уравнений для элементов матрицы плотности. Показано, что при определенных значениях фазового сдвига эффективная температура Λ-атомов может достигать значений, много меньших доплеровского предела.

В последнее время активно исследуются различные механизмы охлаждения нейтральных атомов ниже доплеровского предела $T_D = \hbar\gamma/k_B \approx 10^{-4}$K, определяемого естественной шириной 2γ линии атомного перехода. Такими механизмами сейчас являются: охлаждение за счет градиента поляризации [1], охлаждение в присутствии магнитного поля [2], а также охлаждение атомов при использовании когерентного пленения населенностей [3].

В настоящем сообщении мы представляем новый механизм субдоплеровского лазерного охлаждения (СДЛО), который имеет место при взаимодействии трехуровневых Λ-атомов (рис.1) с двумя стоячими волнами, имеющими относительный пространственный фазовый сдвиг φ. Нами показано, что наличие ненулевого сдвига φ качественно меняет динамику Λ-атомов в поле стоячих волн и драматически влияет на характер эволюции атомного распределения и эффективную температуру атомного ансамбля, причем при определенных значениях параметров излучения температура может достигать значений, много меньших T_D.

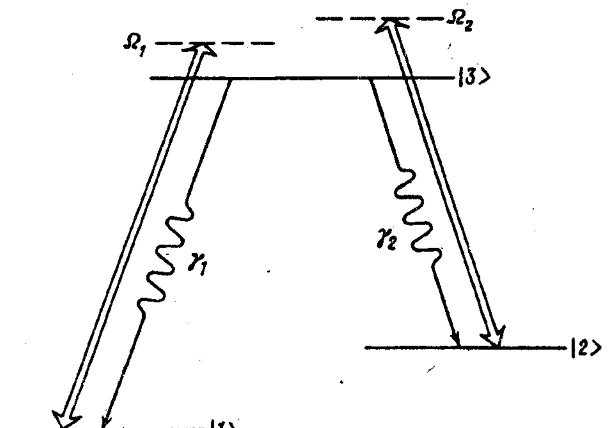


Рис.1. Λ – схема взаимодействия; $\Omega_m = \omega_m - \omega_{3m}$ – частотные расстройки возбуждающих волн (ω_{3m} – частоты переходов $|m> - |3>$), G_m – вероятности спонтанных распадов по каналам $|3> - |m>$

Физически такое поведение Λ-атомов объясняется проявлением в данной схеме взаимодействия так называемого "сизифова" механизма торможения [1], который возникает при сочетании пространственно-неоднородных оптической накачки и световых сдвигов уровней энергии атома. Находясь в одном из нижних состояний, атомы движутся в потенциале, созданном периодическим световым сдвигом этого уровня (период равен $\lambda/2$, λ – длина возбуждающих волн). Переходя за счет оптической накачки в другое невозбужденное состояние, с меньшим световым сдвигом, атомы теряют свою кинетическую энергию. Для создания такой картины движения атомов в других схемах СДЛО использовались градиент поляризации возбуждающих волн [1] или магнитное поле [2], в предлагаемой нами схеме для этого достаточно двух стоячих волн. Так как взаимодействующие с Λ-атомами волны являются стоячими, величина световых сдвигов меняется от узла к пучности, что создает необходимую периодичность потенциалов, а оптическая накачка появляется при ненулевом пространственном сдвиге φ.

Для решения поставленной задачи запишем поле стоячих волн в виде

$$E(z,t) = 2E_0[\cos(\omega_1 t)\cos(kz) + \cos(\omega_2 t)\cos(kz + \varphi)], \tag{1}$$

где ω_m – частоты световых волн резонансных переходов $|m> - |3>$ Λ-атома (рис.1, $m = 1, 2$), φ – их пространственный сдвиг, и считается, что амплитуды и волновые векторы одинаковы для обеих стоячих волн.

Усредненная по длине световой волны λ радиационная сила может быть определена согласно [5] как

$$F_z = \hbar k g \sum_{n=\pm 1} (-n)[Q(n) + P(n)\exp(-in\varphi)], \tag{2}$$

где $g = dE_0/2\hbar$ – частота Раби, одинаковая для обоих переходов Λ-атома, а $Q(n) = \rho_{31}(n) + \rho_{13}(n)$, $P(n) = \rho_{32}(n) + \rho_{23}(n)$ – суммы фурье-компонент недиагональных элементов ρ_{jm}, полученных после разложения матрицы плотности трехуровневого атома в бесконечный пространственный ряд:

$$\rho_{jm} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_{jm}(n)\exp(inkz), \qquad j, m = 1, 2, 3. \tag{3}$$

Известно [6], что после подстановки (3) в систему уравнений для элементов матрицы плотности мы получим, в стационарном случае, бесконечную систему рекуррентных алгебраических уравнений для $\rho_{jm}(n)$, решение которой можно искать в виде матричной цепной дроби. Для этого запишем получившуюся систему в виде

$$A_n \mathrm{x}_{n+2} + B_n \mathrm{x}_n + C_n \mathrm{x}_{n-2} = \delta_{n0}\mathrm{s}, \quad n = 0, \pm 2, \pm 4, \ldots, \tag{4}$$

где x_n – вектор: $[\rho_{11}(n) - \rho_{33}(n), \quad \rho_{22}(n) - \rho_{33}(n), \quad \rho_{12}(n), \quad \rho_{21}(n)]$, а s – вектор, составленный из значений вероятностей спонтанных распадов: $\mathrm{s} = [i\Gamma_1, i\Gamma_2, 0, 0]$, $\Gamma_1 = (2\gamma_1 + \gamma_2)/3$, $\Gamma_2 = (\gamma_1 + 2\gamma_2)/3$, δ_{n0} – символ Кронекера. В (4) A_n, B_n, C_n определены как матрицы (4×4), элементы которых являются линейными комбинациями величин f_{mnl}:

$$f_{mnl} = \frac{g^2\exp(il\varphi)}{i\gamma \mp (\Omega_{m3} \pm (n \pm 1)kv_z)}, \qquad m = 1, 2; \quad l = 0, \pm 1, \pm 2,$$

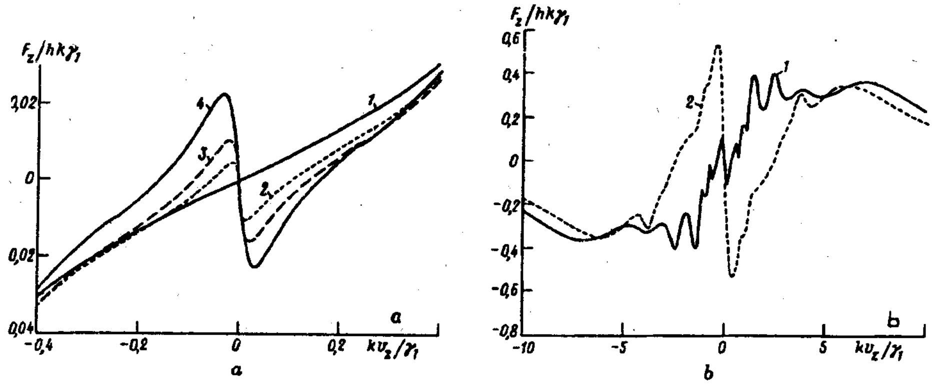
где Ω_{m3} – частотные расстройки, $\gamma = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$, v_z – z-компонента скорости атома. Решение уравнения (4) имеет вид

$$x_0 = (A_0 + B_0T_- + C_0T_+)^{-1}s, \quad x_2 = T_+x_0, \quad x_{-2} = T_-x_0, \tag{5}$$

$$T_+ = -(A_2 - C_2(A_4 - C_4(A_6 - C_6(\dots)^{-1}B_6)^{-1}B_4)^{-1}B_2,$$

$$T_- = -(A_{-2} - B_{-2}(A_{-4} - B_{-4}(A_{-6} - B_{-6}(\dots)^{-1}C_{-6})^{-1}C_{-4})^{-1}C_{-2}.$$

Суммируя необходимое число членов дроби (5), можно получить решение с любой наперед заданной точностью и найти силу F_z.



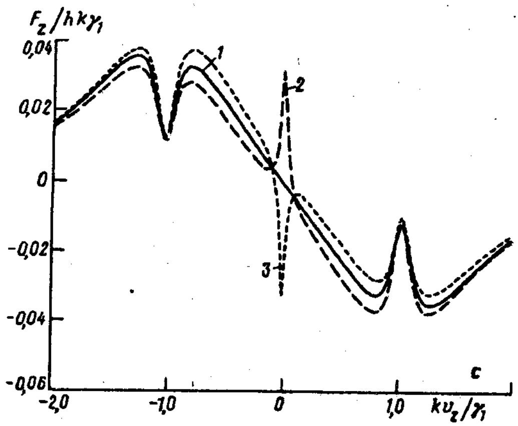


Рис.2. Зависимости усредненной силы светового давления F_z от скорости v_z Λ-атома для различных значений пространственного сдвига φ: a – $\Omega_1 = \gamma$, $\Omega_2 = 2\gamma$, $g = 0,5\gamma$, $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, кривые 1 – $\varphi = 0$, 2 – $\varphi = \pi/6$, 3 – $\varphi = \pi/4$, 4 - $\varphi = \pi/2$; b – $\Omega_1 = 3\gamma$, $\Omega_2 = 6\gamma$, $g = 5\gamma$, $\gamma = \gamma_{1,2}$, кривые 1 – $\varphi = 0$, 2 - $\varphi = \pi/2$; c – $\Omega_1 = -\gamma_1$, $\Omega_2 = \gamma_1$, $g = 0,5\gamma_1$, $\gamma_2 = 0,5\gamma_1$, кривые 1 - $\varphi = 0$, 2 - $\varphi = \pi/4$, 3 - $\varphi = -\pi/4$

На рис.2a представлена зависимость силы светового давления F_z от скорости атома для различных значений пространственного сдвига φ. Видно, что для ненулевых значений φ происходит резкое увеличение коэффициента динамического трения $\beta = (-\partial F_z/\partial v_z)$ в области нулевых скоростей и зависимость $F_z(v_z)$ приобретает характерный дисперсионный вид [1], наиболее ярко выраженный при $\varphi = \pi/2$. Отметим, что при $\varphi = 0$ трение отрицательно, то есть имеет место разогрев.

На рис.2b показана зависимость F_z от v_z для больших интенсивностей стоячих волн. Хорошо видны нелинейные резонансы многофотонного поглощения

($\varphi = 0$), в том числе и в области нулевых скоростей [5]. Существование пространственного сдвига φ и в этом случае ведет к значительному увеличению коэффициента трения для $v_z = 0$.

Наконец, рис.2c демонстрирует изменение вида силы светового давления при изменении знака одной из расстроек световых волн. В этом случае в области нулевых скоростей Λ-атомов наблюдается пик силы светового давления. Причем, от значения φ зависит не только амплитуда, но и знак силы F_z вблизи $v_z \approx 0$.

Так как влияние импульсной диффузии на малых временах взаимодействия незначительно, эволюция скоростного распределения может быть найдена путем решения уравнения Лиувилля с силой (2):

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial(F_z w)}{\partial \rho_z}. \qquad (6)$$

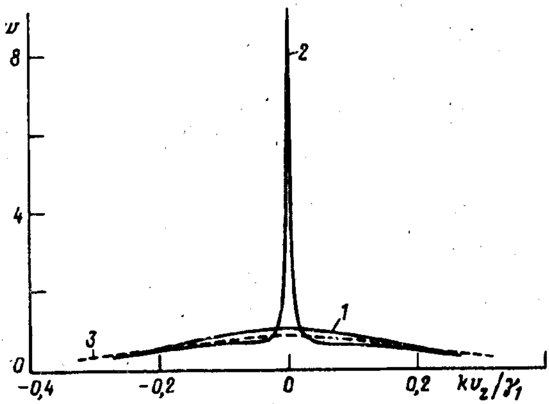


Рис.3. Эволюция скоростного распределения Λ-атомов под действием силы F_z: кривая 1 – начальное распределение с шириной $\Delta v_z(t = 0) = 0,5\gamma/k$, соответствующее температуре T_D (для Na); 2 – конечное скоростное распределение при $\varphi = \pi/2$, время взаимодействия $t = 1,5\omega_R^{-1} = 5 \cdot 10^{-6}$ с ($\omega_R = \hbar k^2/M$, M – масса атома); 3 – конечное скоростное распределение при $\varphi = 0$ и времени взаимодействия $t = 3\omega_R^{-1} = 10^{-5}$ с. Остальные параметры те же, что и на рис.2a

На рис.3 представлены результаты численного решения уравнения (6) для различных значений сдвига φ. Так, при $\varphi = 0$ имеет место незначительное увеличение ширины скоростного распределения. В то же время при $\varphi = \pi/2$ происходит резкое сужение скоростного распределения и ширина образовавшегося пика коллимированных атомов есть $\Delta v_z \approx 0,01\gamma/k$, соответствующая ей эффективная температура $T \approx 2 \cdot 10^{-2} T_D$ (для атомов натрия).

Отметим, что возможность субдоплеровского охлаждения Λ-атомов в поле двух стоячих волн с пространственным фазовым сдвигом была недавно продемонстрирована экспериментально [7].

---

1. J.Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B6, 2023 (1989).
2. P. van der Straten et al., Phys. Rev. A42, 4160 (1993).
3. A.Aspect, E.Arimondo et al. Phys. Rev. Lett., 61, 826 (1988); E.Korsunsky, D.Kosachiov et al. Phys. Rev. A48, 1419 (1993).
4. A.Sidorov et al., J. Phys. B24, 3733 (1991).
5. В.Г.Миногин, В.С.Летохов, Давление лазерного излучения на атомы, М.: Наука, 1986.
6. R.Vilaseca, G.Orriols et al., Appl. Phys. B34, 73 (1984).
7. R.Gupta, C.Xie, S.Padua, H.Batelaan, and H.Metcalf, submitted to Phys. Rev. Lett