

- [3] А х м е д и е в Н.И., Е л е о н с к и й В.М., К у л а - г и н И.Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 5. С. 1542-1551.
- [4] T a i K., H a s e g a w a A., T o m i t a A. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 2. P. 135-141.
- [5] G o u v e i a - N e t o A.S., G r e e r E.F., P a t r i c k D.M., W i g l e y P.G.J., T a y - l o r J.R. // 2nd European Conference on Quantum Electronics EQEC'89. Dresden, GDR. 1989. V. 13D. Part I. P. 121.
- [6] П е т р у н ь к и н В.Ю., С ы с у е в В.М., Ш е р б а - к о в А.С., Г а р б у з о в Д.З., И л ь и н Ю.В., О в - ч и н н и к о в А.В., Т а р а с о в И.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 25-29.
- [7] Х е р м а н Й., В и л ь г е л ь м и Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов, М.: Мир, 1986. 368 с.
- [8] S a l a K.L., K e n n e y - W a l l a g e G.A., H a l l G.E. // IEEE J. of Quant. Electron. 1980. V. QE-16. N 9. P. 990-996.

Ленинградский
политехнический
институт
им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
22 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

07

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В АТОМНЫХ СИСТЕМАХ С МЕТАСТАБИЛЬНЫМ СОСТОЯНИЕМ

М.Б. Г о р н ы й, Б.Г. М а т и с о в,
Ю.В. Р о ж д е с т в е н с к и й

Известно [1], что основным ограничением при охлаждении атомных пучков лазерным излучением является скоростная диффузия атомов за счет спонтанной релаксации с оптического уровня. Минимально возможные температуры при этом составляют $T = \hbar \gamma / 2k_B \approx 10^{-4}$ К. Однако недавно были выполнены новые эксперименты [2, 3], которые открывают путь к достижению температур порядка несколько микрокельвинов. Так, в [3] при коллимации пучка встречными волнами получены ширины атомных распределений меньше скорости отдачи атома $v_r = \hbar k / M$ (M - масса атома). Эти успехи связаны прежде всего с использованием явления когерентного пленения населенностей (КПН) [4], которое в простейшем случае возникает уже при взаимодействии двухчастотного лазерного излучения с трехуровневым атомом (A -система). Таким образом, при КПН

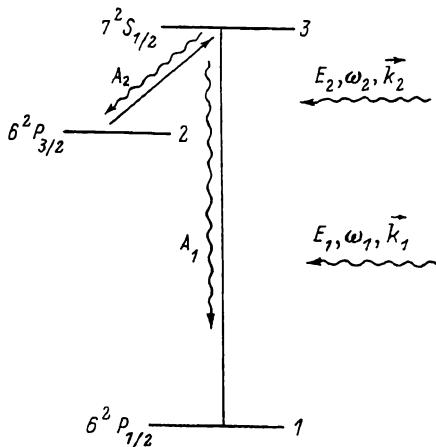


Рис. 1.

в трехуровневых и, вообще говоря, многоуровневых атомных системах возможно достижение температур охлажденных атомов, которые намного ниже классического предела $T \approx 10^{-4}$ К. Это объясняется тем, что при когерентном пленении (захвате) атомных населенностей, уменьшение интенсивностей световых полей ведет к быстрому спаду коэффициента скоростной диффузии, а сила светового давления в области скоростей, близких к нулевой по-прежнему эффективно охлаждает атомы. По сути дела устраняется основное ограничение для охлаждения атомов.

В настоящей работе, используя явление КПН, мы рассматриваем охлаждение атомов с метастабильным состоянием двумя однонаправленными световыми волнами. Характерным признаком метастабильных Λ -систем является сильное отличие по величине волновых векторов k_1 и k_2 прилагаемых лазерных лучей. Нас будут интересовать трехуровневые атомы, имеющие высоколежащий метастабильный долгоживущий средний уровень, нижний же рабочий уровень атома является основным. Световые поля возбуждают переходы между уровнями 1-3 и 2-3, а переход 1-2 является дипольно запрещенным (см. рис. 1). Требуемая система уровней имеется, например, у атомов галлия, кальция, бария и др. Рассматриваемая ситуация принципиально отличается от исследованного случая [5], реализующегося при условии $k_1 = k_2$.

Как известно, явление КПН возникает при выполнении условия двухфотонного резонанса и для однонаправленных волн может быть записано как [6]

$$(\Omega_1 - kv) - (\Omega_2 - k_2 v) = \Omega_1 - \Omega_2 - qv = 0, \quad (1)$$

где Ω_1 и Ω_2 - расстройки частот возбуждающих полей от частот ω_{31} и ω_{32} атомных переходов 3-1, 3-2 соответственно, $q = k_1 - k_2$, а $v \equiv v_z$ - проекция скорости атома на ось z.

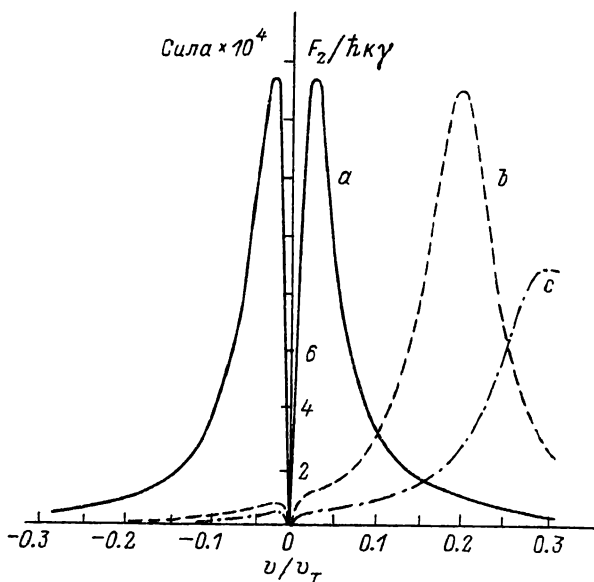


Рис. 2. $V=0.01\Delta_D$, $\Delta_D=k\sigma_T$; а $-\Omega=0$, в $-\Omega=0.2\Delta_D$, с $-\Omega=0.3\Delta_D$.

Для нахождения температуры охлаждаемых атомов в резонансных полях применим обычную процедуру [1], сведения уравнений для атомной матрицы плотности к кинетическому уравнению Фоккера-Планка для функции распределения. В результате получаем следующее выражение для силы F_z светового давления и коэффициента D_{zz} диффузии, вычисленного в пренебрежении малыми неадиабатическими добавками [5]:

$$F_z = 4\hbar k \gamma G \Delta^2 L \left(1 + \frac{3\Gamma}{4\gamma} \frac{\varrho}{k} \right), \quad (2)$$

$$D_{zz} = 4\hbar^2 k^2 \gamma G \Delta^2 L.$$

Здесь введены обозначения:

$$\Delta_1 = \frac{\Omega_1 - k_1 v}{\gamma}, \quad \Delta_2 = \frac{\Omega_2 - k_2 v}{\gamma}, \quad \Delta = \Delta_1 - \Delta_2,$$

$$G = \frac{2V^2}{\gamma^2}, \quad \gamma_1 = \frac{1}{6}(A + A_1/2), \quad \gamma_2 = \frac{1}{6}(A + A_2/2),$$

$$\gamma = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}, \quad \Gamma = \gamma_1 - \gamma_2, \quad k = \frac{k_1 + k_2}{2}, \quad A = \frac{A_1 + A_2}{2},$$

$$L = \left[(\Delta_1^2 + \Delta_2^2 + 8 + G) \Delta^2 + 2G^2 + \frac{3}{2} \frac{\Gamma}{\mathcal{J}} \Delta^2 (G + \Delta_1^2 - \Delta_2^2) \right]^{-1},$$

где A_i – скорость спонтанного распада по каналу $3 \rightarrow 1$, V – частота Раби, причем предполагается, что оба поля одинаковой интенсивности, а также считается, что скорость Γ^{-1} поперечной релаксации между уровнями 1–2 значительно меньше частоты Раби.

Из (2) видно, что при точном резонансе $\Omega_1 = \Omega_2 \equiv \Omega = 0$, как сила светового давления, так и коэффициент диффузии имеют резкий провал до нуля для атомов со скоростями, близкими к нулевой. При $\Omega \neq 0$ этот провал сохраняет свое местоположение. На рис. 2 приведена зависимость F_z от скорости атома для различных значений Ω . Аналогичное поведение имеет и коэффициент диффузии.

Вычисляя далее коэффициент динамического трения при $\Omega = 0$ в точке $q^0 = \mathcal{J}G$ максимальной крутизны силы получим стандартным образом [1] температуру, достижимую в такой системе:

$$T \approx \frac{\hbar \mathcal{J}}{2k_B} \frac{V^2}{\mathcal{J}^2} \frac{k}{q}. \quad (3)$$

При выводе (3) $V \ll \mathcal{J}$, $q \neq 0$ и соответственно, температура охлажденных атомов, значительно меньше классического предела в двухуровневой схеме $T = \hbar \mathcal{J} / 2k_B$. Отметим, что в расчете мы пренебрегаем релаксацией между уровнями 1–2, которая может ограничить полученную в (3) температуру снизу. Эта релаксация может быть вызвана различными процессами, в том числе и некогерентностью лазерного излучения.

Приведем оценки для пучка атомов галлия. Для значений параметров $A_1 = 6.25 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $A_2 = 7.05 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $k_1 = 1.68 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, $k_2 = 1.18 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $V = 10^6 \text{ с}^{-1}$ получим $T \approx 10^{-6} \text{ К}$.

Таким образом, для указанных атомных систем возможно получение суперохлажденных и супермонохроматизированных (по продольной скорости) атомных пучков. Наконец, отметим интересную возможность коллимации атомного пучка в поперечном направлении двумя однонаправленными световыми волнами в отличие от обычно используемого в эксперименте метода – двух встречных волн (см., например, [7]).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М и н о г и н В.Г., Л е т о х о в В.С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986.
- [2] P h i l l i p s W.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 169.
- [3] A s p e c t A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 826.
- [4] A r i m o n d o E., O r r i o l s G. // Nuovo Cim. Lett. 1976. V. 17. P. 333.

- [5] Миногоин В.Г., Рождественский Ю.В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1950.
- [6] Kaivola M., Thorsen P., Poulsen O. // Phys. Rev. 1985. A32. P. 207.
- [7] Миногоин В.Г. и др. // Опт. и спектр. 1990. Т. 68. С. 63.

Ленинградский
политехнический
институт
им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
6 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

10; 12

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПУЧКОВ ВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

С.Ф. Б е л ы х, Р.Н. Е в т у х о в,
У.Х. Р а с у л е в, И.В. Р е д и н а

При конструировании электровакуумных приборов необходимо знать характеристики ионно-оптических систем, используемых для сбора, фокусировки, формирования, отклонения, транспортировки, энерго- и массанализа потоков заряженных частиц. Сведения о таких характеристиках получают, анализируя форму траекторий частиц в электрических и магнитных полях исследуемых систем. Эта задача обычно решается расчетными либо графоаналитическими методами [1, 2]. Существующие способы расчета траекторий приводят к аналитическим решениям лишь для простейших систем. При решении большинства практических задач используют приближенные расчеты, численные расчеты на ЭВМ, а также экспериментальное исследование характеристик ионно-оптических систем, например, с помощью электронно-оптической скамьи [1]. К сожалению, эти методы малоэффективны при исследовании систем, содержащих несимметричные поля, и в тех случаях, где важен учет пространственного заряда пучка. Именно поэтому представляется актуальным развитие новых экспериментальных методов исследования характеристик ионной оптики, лишенных указанных недостатков.

В настоящем сообщении предложена оригинальная методика прямого измерения характеристик ионно-оптических систем, основанная на результатах изучения свойств светящихся пучков возбужденных ионов. Эффективность этой методики продемонстрирована на примере измерения положения фокуса одиночной электростатической линзы.