

## ДИФРАКЦИЯ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА ТРЕХУРОВНЕВОГО $\Lambda$ -АТОМА В ПОЛЕ МНОГОЧАСТОТНОЙ СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

*А.С.Пазгалев, Ю.В.Рождественский*

*Государственный оптический институт им.С.И.Вавилова,  
199034 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 21 июля 1997 г.

После переработки 26 августа 1997 г.

Изучена дифракция волнового пакета трехуровневого атома в поле многочастотного оптического излучения. На этой основе предложен новый тип когерентного расщепителя атомного пучка при рассеянии волнового пакета в поле четырех стоячих световых волн, имеющих различные пространственные сдвиги. Показано, что такая схема взаимодействия позволяет получить значительное расщепление (большее  $100\hbar k$ ) волнового пакета трехуровневого  $\Lambda$ -атома в пространстве импульсов только в две когерентные компоненты. Причем атомы в этих когерентных компонентах находятся в долгоживущих атомных состояниях, что существенно облегчает экспериментальную реализацию указанного расщепителя.

PACS: 32.80.-t, 42.25.-p

В последнее время атомная интерферометрия рассматривается как перспективный метод прецизионных измерений при детектировании гравитационных волн и уже используется для проверки фундаментальных принципов квантовой теории, таких, как принцип суперпозиции, возможность мгновенной редукции волновой функции (парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена), эффект Аронова – Бома [1].

Известно, что когерентный расщепитель атомного волнового пакета (beam-splitter) является основной составной частью атомного интерферометра [1]. Эффективность такого расщепителя характеризуется как величиной расщепления между компонентами, на которые разделится начальный волновой пакет атома в пространстве импульсов, так и количеством атомов в этих когерентных компонентах.

В настоящее время наибольшей эффективностью обладает beam-splitter на основе оптического эффекта Капицы – Дирака: при когерентной дифракции пучка двухуровневых атомов в поле двух стоячих световых волн с относительным пространственным сдвигом [2, 3]. В этом случае для определенного соотношения между частотой Раби и расстройками стоячих волн пучок атомов расщепляется в пространстве импульсов только на две когерентные компоненты, а доля атомов в этих двух основных пиках сравнима с начальной интенсивностью атомного пучка и практически не меняется при увеличении масштаба расщепления. Однако такой расщепитель имеет и принципиальный недостаток, поскольку атомное состояние, в котором происходит расщепление, является смесью нижнего (основного) и верхнего (возбужденного) состояний системы. Это означает, что время жизни интерференционного состояния, в котором атом входит в область взаимодействия с полем (а также выходит из него), определяется только временем жизни возбужденного состояния  $\approx 10^{-8}$  с.

В этом сообщении мы предлагаем новый эффективный расщепитель атомного пучка на основе оптического эффекта Капицы – Дирака при взаимодействии трехуровневого атома с полем четырех сдвинутых в пространстве стоячих волн.

Мы показываем, что эффективность предложенного beam-splitter совпадает с эффективностью расщепителя, основанного на взаимодействии двухуровневого атома с полем двух стоячих волн с относительным пространственным сдвигом. Причем, указанный расщепитель также не имеет ограничения на масштаб расщепления, а начальное состояние, необходимое для неограниченного рассеяния, является суперпозицией нижних долгоживущих состояний  $\Lambda$ -системы. Последнее без труда позволяет приготовить атом в надлежащем состоянии до взаимодействия с оптическим полем, а после взаимодействия с полем излучения атомный пучок почти целиком оказывается в долгоживущем суперпозиционном состоянии нижних уровней.

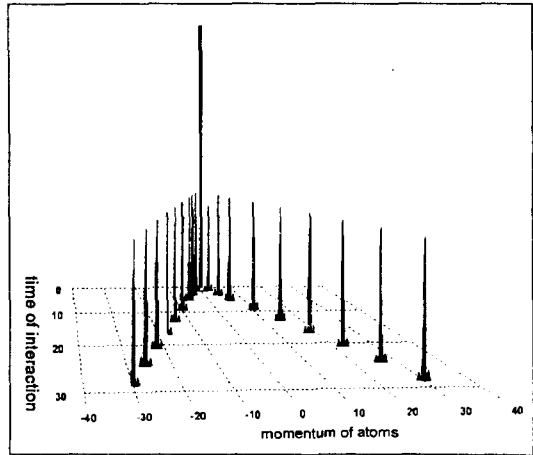
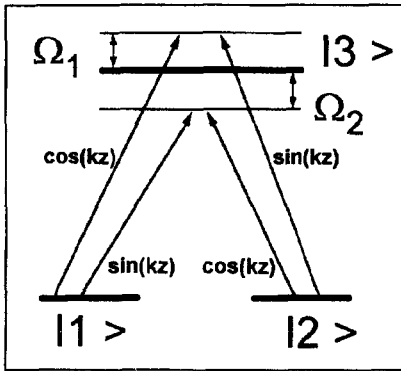


Рис.1. Схема взаимодействия трехуровневого атома с полем четырех сдвинутых стоячих световых волн

Рис.2. Временная эволюция волнового пакета трехуровневого атома в поле четырех сдвинутых стоячих волн (1) для специального значения модуля частотной расстройки  $\Omega_{BS} = \sqrt{2/3}G$ , где  $G = 10^7$  Гц. В начальный момент времени вся населенность поровну распределена между нижними состояниями с импульсной шириной распределения в  $0.25 \hbar k$ . Видно, что за время взаимодействия  $T_{int} = 28.9$  (в единицах частотной расстройки) достигается расщепление  $60 \hbar k$  в основном в две когерентные компоненты с общей интенсивностью порядка начальной интенсивности атомного пучка

Рассмотрим рассеяние трехуровневого атома в поле четырех стоячих волн с частотами  $\omega_m$  ( $m = 1, 2, 3, 4$ ):

$$E = E_0[e_1(\cos(k_1x) \exp(i\omega_1t) + \sin(k_2x) \exp(i\omega_2t) + e_2(\sin(k_3x) \exp(i\omega_3t) + \cos(k_4x) \exp(i\omega_4t))] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где  $e_{1,2}$  – векторы поляризации, а  $k_m$  – волновые числа стоячих волн. При этом поле (1) удобно представить как две пары пространственно сдвинутых на  $\pi/2$  стоячих волн и каждая пара имеет зеркальную расстройку относительно верхнего возбужденного уровня системы (рис.1).

Будем считать, что спонтанная релаксация в системе отсутствует. В этом случае трансляционная динамика волнового пакета трехуровневого  $\Lambda$ -атома в

поле (1) может быть описана посредством волновой функции вида

$$\Psi(x, \xi, t) = \sum_i \bar{a}_i(x, t) \psi_i(\xi) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_m t\right), \quad (2)$$

где  $x$  – координата центра масс атома (рассматривается движение только вдоль оси  $X$ ),  $\xi$  – совокупность координат внутренних движений,  $E_m$  – энергии уровней ( $m = 1, 2, 3$ ). Подчеркнем, что при рассмотрении когерентного рассеяния нас будет интересовать изменение импульсного распределения атомного пучка только вдоль оси  $X$ . При этом считается также, что все атомы, независимо от их поперечного импульса, пролетают область взаимодействия за одинаковое время  $T_{int}$ , которое и определяет время пролета пучка атомов через область взаимодействия.

Далее запишем гамильтониан интересующей нас системы в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} \frac{1}{2M} \hat{P}^2, \quad (3)$$

где  $\hat{H}$  соответствует внутренним состояниям атома,  $\hat{V}$  – оператор дипольного взаимодействия атома с полем (1),  $\frac{1}{2M} \hat{P}^2$  – оператор кинетической энергии атомов вдоль оси  $X$ , а  $M$  – масса атома. После подстановки (2) в нестационарное уравнение Шредингера мы получим систему уравнений для нестационарных амплитуд вероятностей  $a_i(z, t)$  заселения состояний трехуровневого атома при взаимодействии с полем (1):

$$\begin{aligned} i \frac{da_1}{dt} &= -\frac{\hbar}{2M} \nabla^2 a_1 + Gn(x, t) a_3, & i \frac{da_2}{dt} &= -\frac{\hbar}{2M} \nabla^2 a_2 + Gn^*(x, t) a_3, \\ i \frac{da_3}{dt} &= -\frac{\hbar}{2M} \nabla^2 a_3 + Gn^*(x, t) a_1 + Gn(x, t) a_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $n(x, t) = e^{i\Omega t} \cos(kx) + e^{-i\Omega t} \sin(kx)$  и  $G$  – частоты Раби стоячих волн, а  $|\Omega|$  – модуль частотной расстройки. В (4) мы также положили, что все волновые векторы стоячих волн одинаковы и равны  $k$ .

Подчеркнем, что мы рассматриваем случай когерентной дифракции волнового атомного пакета. Поэтому ширина пространственного распределения атомного пакета по оси  $X$  должна значительно превышать длину волны оптического излучения,  $\Delta x \gg \lambda$ , или, что то же самое, ширина распределения в пространстве импульсов  $\Delta p_x$  должна быть много меньше импульса отдельного фотона,  $\Delta p_x \ll \hbar k$ .

После перехода в (4) к импульсному представлению посредством

$$a_i(p, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int a_i(x, t) \exp(-ipx/\hbar) dx \quad (5)$$

мы получим систему уравнений для нестационарных амплитуд вероятностей  $a_i(p, t)$  в виде

$$\begin{aligned} ida_1(p)/dt &= Rp^2 a_1(p) + f(t) a_3(p-1) + g(t) a_3(p+1), \\ ida_2(p)/dt &= Rp^2 a_2(p) + f^*(t) a_3(p+1) + g^*(t) a_3(p-1), \end{aligned} \quad (6)$$

$$ida_3(p)/dt = Rp^2 a_3(p) + f^*(t) a_1(p+1) + g^*(t) a_1(p-1) + f(t) a_2(p-1) a_2(p+1),$$

где  $f(t) = G(1-i)[\cos(\Omega t) - \sin(\Omega t)]/2$ ,  $g(t) = G(1+i)[\cos(\Omega t) + \sin(\Omega t)]/2$ , и  $R = \hbar k^2/(2M)$  – частота отдачи. В (6) мы также нормировали импульс, приобретаемый атомом на импульс  $\hbar k$  отдельного фотона.

Система уравнений (6) для нестационарных амплитуд вероятностей полностью определяет как внутреннюю, так и трансляционную динамику трехуровневого  $\Lambda$ -атома в поле (1). Подчеркнем, что в этом случае имеется определенное

значение модуля частотной расстройки  $\Omega_{BS} = \sqrt{2/3}G$ , при которой расщепление атомного пучка происходит только в две импульсные когерентные компоненты. Похожее условие имеет место и при рассеянии двухуровневого атома в поле двух стоячих волн, имеющих пространственный сдвиг, когда в волновом пакете после взаимодействия также присутствуют только две основные компоненты [2, 3].

На рис.2 приведена картина рассеяния, полученная путем численного решения уравнений (2) в пространстве импульсов, без учета кинетической энергии атомов и для случая специальной расстройки  $\Omega_{BS} = \sqrt{2/3}G$ , когда начальное распределение по импульсам имеет гауссовый профиль с шириной  $0.25\hbar k$ , а вся начальная населенность поровну распределена между нижними состояниями трехуровневого атома. Видно, что для времен взаимодействия

$$T_{int} = (1/2, 1, 3/2 \dots)\pi/\Omega_{BS} \quad (7)$$

атомный волновой пакет состоит, в основном, из двух когерентных компонент с общей интенсивностью в пиках порядка 80% от начальной. При этом количество атомов в когерентных компонентах не изменяется при увеличении времени взаимодействия атомов с полем оптического излучения, и для когерентного режима взаимодействия может быть достигнуто любое сколь угодно большое расщепление между двумя когерентными составляющими пучка.

Физически это можно объяснить тем, что при выбранном нами значении модуля расстройки стоячих волн квазипотенциалы для состояний трехуровневого атома принимают почти треугольную форму, как это было для случая двухуровневого атома, взаимодействующего с полем двух сдвинутых стоячих волн [2, 3].

Отметим, что для времен взаимодействия  $T_{int} = (N + 1/2)\pi/\Omega_{BS}$  когерентный пик в области отрицательных значений импульса состоит из атомов в состоянии 1, в то время как когерентный пик в области положительных импульсов состоит из атомов в состоянии 2. При этом для времен  $T_{int} = N\pi/\Omega_{BS}$ , наоборот, когерентный пик в области отрицательных значений состоит из атомов в состоянии 2, а другой пик, в области положительных значений импульсов, состоит из атомов в состоянии 1. Для значений времен взаимодействия, отличных от (3) как в области отрицательных, так и положительных атомных скоростей, имеется два когерентных пика, один из которых состоит из атомов в состоянии 1 (или 2), а другой – из атомов в возбужденном состоянии 3.

Подчеркнем, что характер когерентного рассеяния в нашем случае существенно зависит от начального состояния, в котором  $\Lambda$ -атом влетает в область взаимодействия с полем стоячих волн (1), и только для суперпозиционного начального состояния

$$a(p) = a_1(p) \pm a_2(p), \quad (8)$$

с  $|a_1(p)| = |a_2(p)|$  может быть получен эффективный beam-splitter в суперпозиции нижних (стабильных) состояний  $\Lambda$ -атома (рис.1). Если в начальный момент времени заселено одно из двух нижних состояний, то после взаимодействия пучка с полем (1) происходит отклонение пучка в целом, как это было в случае двухуровневого атома [3].

На рис.3а показана зависимость интенсивности когерентных компонент (мы учитываем интенсивности только двух основных компонент рассеянного пучка) от величины расщепления волнового пакета трехуровневого атома при взаимодействия как с полем двух, так и четырех сдвинутых стоячих волн. Как видно, предложенный расщепитель для волновых пакетов является гораздо бо-

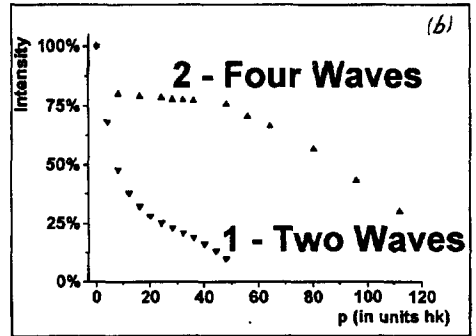
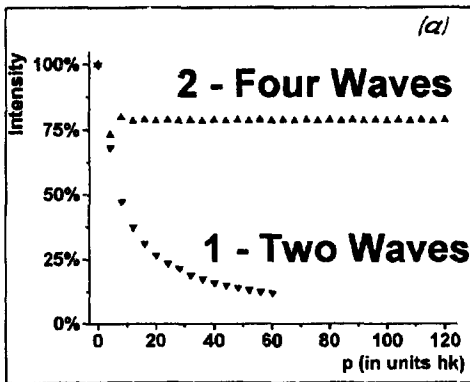


Рис.3. а) Зависимость интенсивности когерентных компонент от масштаба расщепления при взаимодействии трехуровневого атома с полем как двух (кривая 1) так и четырех (кривая 2) стоячих световых волн для тех же значений параметров, что на рис.2. Отметим, что для случая взаимодействия трехуровневого атома с полем двух стоячих волн нами было выбрано оптимальное (согласно [4, 5]) значение расстройки  $\Delta_{b,s} = \sqrt{1/3}G$ . б) Зависимость интенсивности когерентных компонент от масштаба расщепления при учете изменения кинетической энергии атомов. Частота отдачи  $R = 1/400G$ , остальные параметры те же, что на рис.2. Кривая 1 соответствует когерентному рассеянию трехуровневого атома в двух, а кривая 2 – в четырех стоячих волнах.

лее эффективным, чем расщепитель на основе взаимодействия трехуровневого атома с полем двух сдвинутых в пространстве стоячих волн. Отметим, что в последнем случае для масштаба расщепления  $50\hbar k$  в рассеянии волнового пакета присутствует уже несколько когерентных компонент, интенсивности которых сравнимы. Данное обстоятельство затрудняет оценку эффективности такого расщепителя для больших масштабов расщепления. При этом для быстрого образования расщепленных пиков, так же как и для получения значительной величины расщепления, желательно использовать большие насыщения атомных переходов, что ведет, однако, к существенному заселению возбужденного уровня системы и уменьшению когерентно рассеянной части атомной населенности.

Давайте рассмотрим влияние эффекта отдачи на характер когерентного рассеяния волнового пакета трехуровневого атома при поглощении (или испускании) фотона. Известно, что в общем случае рассеяния волновых атомных пакетов в поле стоячих волн учет кинетической энергии атомов ведет как к ограничению масштаба расщепления волнового пакета по скоростной шкале, так и к дефазировке когерентных компонент, имеющих различные значения импульса. При этом, в целом, эффективность когерентного расщепителя снижается, что становится особенно заметным при получении значительного масштаба расщепления.

На рис.3б представлена зависимость максимальной интенсивности когерентных компонент от переданного импульса при учете изменения кинетической энергии атомов. Как видно, для частоты отдачи  $R = \hbar k^2/(2M) = 1/400$  (в единицах частоты Раби) несколько уменьшается максимум интенсивности когерентных компонент. Однако для случая взаимодействия трехуровневого атома с полем четырех стоячих волн (кривая 2) эффективность рассеяния по-прежнему остается высокой по сравнению со случаем двух сдвинутых стоячих

волн (кривая 1), как это было в случае пренебрежения эффектом отдачи. Такие особенности в рассеянии снова обусловлены тем, что при выбранном нами значении частотной расстройки квазипотенциал для состояний трехуровневого атома приобретает почти треугольную форму. Как отмечалось в [3], именно форма потенциала определяет как возможность получения значительного расщепления, так и сохранение режима рассеяния только в две когерентные компоненты, что существенно отличает реализацию эффекта Капицы – Дирака в сдвинутых стоячих волнах от того же эффекта в поле синфазных стоячих волн.

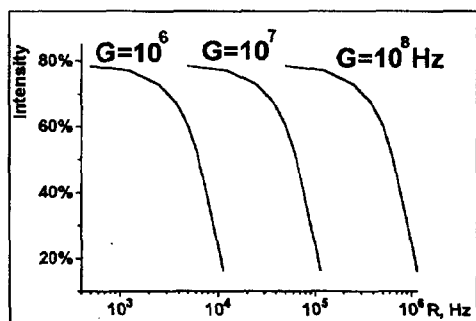


Рис.4. Зависимость суммарной интенсивности двух основных когерентных компонент при изменении значения частоты отдачи для масштаба расщепления, равного  $100 \hbar k$ . Подписи у кривых соответствуют различным значениям частоты Раби

На рис.4 показана зависимость интенсивности в двух основных когерентных компонентах при изменении энергии отдачи для расщепления между этими компонентами, равными  $48 \hbar k$ , и различных частот Раби стоячих волн. Видно, что при увеличении энергии отдачи количество атомов, рассеянных в две основные компоненты, уменьшается. Однако даже для достаточно больших значений частот отдачи (что соответствует элементам с малым атомным весом, имеющим коротковолновые переходы в оптической области спектра) возможно получение масштаба расщепления в  $48 \hbar k$ . При этом волновой пакет после взаимодействия по-прежнему имеет две основные компоненты с общей интенсивностью около 50% от начальной.

Таким образом, мы показали, что рассмотренная схема взаимодействия трехуровневого атома с полем четырех сдвинутых стоячих волн (1) продуцирует расщепление волнового атомного пакета практически только в две когерентные компоненты, состоящие из атомов в нижних (стабильных) состояниях. При этом масштаб расщепления между этими компонентами ограничен только временем взаимодействия атомов с полем оптического излучения, что позволяет надеяться на реализацию в эксперименте расщепления значительно больших  $100 \hbar k$ .

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку данной работы (грант 15500-625-97).

1. *Optics and Interferometry with Atoms* (special issues), Appl. Phys. **54**, 319 (1992); J. de Physique **4**, N.11 (1994); Quantum Semiclass. Opt. **8** (1996).
2. R.Grimm, J.Soding, and Yu.Ovchinnikov, Opt. Lett. **19**, 658 (1994).
3. S.M.Tan and D.F.Walls, Opt. Comm. **118**, 412 (1995).
4. K.Johnson, I.D.Paul, A.Chu et al., *Inter. Conf. on Quantum Electronics 1994* (IQEC'94), QTuC4, стр.35.
5. K.S.Johnson, A.Chu, T.W.Lynn et al., Opt. Lett. **20**, 1310 (1995).