

РАСЩЕПЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ АТОМОВ ПРИ МНОГОЗОННОМ РАМАНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Ю. Д. Анучина, Ю. В. Рождественский*

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

Поступила в редакцию 17 декабря 2008 г.

Представлено многозонное возбуждение полем оптического излучения двойной Λ -системы с тремя нижними и двумя возбужденными состояниями (так называемого M -атома). Показано, что рамановское возбуждение такой системы может быть использовано для реализации эффективного расщепителя атомного пучка в одном из нижних состояний. Преимуществом рассматриваемой схемы является то, что формирование пространственной решетки атомной плотности происходит при взаимодействии атомной системы только с полем оптического излучения и не требует дополнительных усилий по выделению внутренних состояний, в которых формируются такие пространственные структуры.

PACS: 32.80.Xx, 33.80.Be, 42.50.-p

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных задач когерентной динамики атомов является проблема импульсного расщепления начального атомного волнового пакета на две основные компоненты с разными скоростями, что имеет существенное значение как для увеличения чувствительности атомных интерферометров, так и для создания периодических пространственных решеток с шагом, значительно меньшим длины волны оптического излучения. Для успешного решения этих задач необходимо, чтобы импульсное расщепление имело бы место только для одного состояния, поскольку атомные пакеты в различных внутренних состояниях не интерферируют между собой вследствие условия ортогональности.

Отметим, что в настоящее время существует большое количество предложений по реализации такого типа расщепления [1–15]. При этом имеется две основные тенденции. Первая состоит в получении расщепления при рассеянии волнового атомного пакета в поле нерезонансной стоячей световой волны [1–7]. В этом случае импульсное расщепление всегда происходит в одном внутреннем состоянии, но в значительное количество когерентных компонент, число которых определяется соотношением

между частотой Раби и расстройкой световой волны. В результате выделение только двух когерентных импульсных компонент с целью формирования пространственной решетки атомной плотности высокой видности представляет собой значительную проблему. Для решения этой проблемы пытаются использовать рассеяние в поле стоячих волн с амплитудной или фазовой модуляцией, рассеяние на нестационарных стоячих волнах и пр. Альтернативой такому методу расщепления является рассеяние волнового пакета в поле бегущих волн, в частности, при рамановском взаимодействии, когда начальная населенность когерентным образом может быть расщеплена в различные внутренние состояния посредством приложения π -импульса оптического излучения. В этом случае волновой пакет атома после взаимодействия всегда содержит только две импульсные компоненты, которые, однако, находятся в различных внутренних состояниях, что снова не позволяет непосредственно наблюдать пространственную решетку атомной плотности. Сюда же следует отнести и расщепители, основанные на когерентном переносе населенности [8–14]. Так, например, в работах [13, 14] рассматривалось расщепление пучка атомов в «tripod»-конфигурации, когда по одной оси действовало линейно поляризованное излучение, по другой — две встречные волны линейных поляризаций. При этом, хотя и удавалось реализовать рас-

*E-mail: yl-an@yandex.ru, yl-an@mail.ru

щепление в одном из нижних состояний атомной системы, требовались еще и дополнительные усилия по наблюдению пространственной интерференции. Похожая картина имеет место и для расщепления пучка трехуровневых атомов в нижних состояниях в поле стоячих волн с пространственным сдвигом. В этом случае решетки атомной плотности формируются на обоих нижних уровнях, что также требует дополнительных усилий для пространственной селекции уже сформированных решеток [15].

В настоящей работе рассмотрим возбуждение пятиуровневых атомов в *M*-конфигурации (рис. 1) рамановскими π -импульсами оптического излучения для формирования пространственной решетки атомной плотности высокой видности в центральном нижнем состоянии. При этом формирование решетки не требует дополнительных усилий, поскольку просто является следствием выбранной схемы взаимодействия атома с полем оптического излучения. Более того, нами предложен способ значительно увеличения масштаба импульсного расщепления, что ведет к формированию пространственной решетки атомов с ширинами полос, существенно меньшими длины световой волны.

2. РАМАНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ В *M*-КОНФИГУРАЦИИ

В этом разделе мы качественно исследуем рамановское возбуждение атомов в *M*-конфигурации с целью демонстрации тех преимуществ, которое дает использование такой схемы возбуждения для реализации эффективных расщепителей волновых пакетов.

Будем считать, что моноэнергетический пучок пятиуровневых *M*-атомов (рис. 1), распространяется вдоль оси *x* и взаимодействует с полем че-

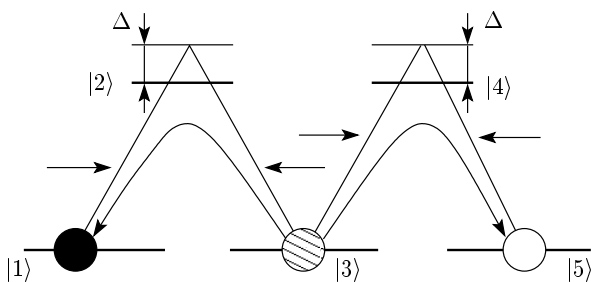


Рис. 1. Схема уровней *M*-атома. Показаны направления распространения бегущих волн для первой стадии расщепления

тырех бегущих световых волн, причем ось *z* пространства бегущих световых волн перпендикулярна направлению распространения атомного пучка. На переходах $|1\rangle\text{--}|2\rangle$, $|3\rangle\text{--}|4\rangle$ действуют поля $E_{1,3} = E_{1,3}^0 \exp(-ik_{1,3}z)$, а на переходах $|3\rangle\text{--}|2\rangle$ и $|5\rangle\text{--}|4\rangle$ — поля $E_{2,4} = E_{2,4}^0 \exp(ik_{2,4}z)$ соответственно, \mathbf{k}_n — волновые векторы, $n = 1\text{--}4$. Состояния $|1\rangle$, $|3\rangle$ и $|5\rangle$ считаются долгоживущими (переходы $|1\rangle\text{--}|3\rangle$ и $|3\rangle\text{--}|5\rangle$ запрещены в дипольном приближении), а $|2\rangle$, $|4\rangle$ являются возбужденными состояниями атомной системы. Расстройки световых волн относительно верхних состояний $|2\rangle$ и $|4\rangle$ будем считать равными $\Delta_n = \omega_n - \omega_{n,n+1} = \Delta$, и для обеспечения когерентного режима взаимодействия будем считать, что выполнено условие $\Delta \gg \Omega, \gamma$, где γ — скорость спонтанного распада с верхних уровней, Ω — частоты Раби возбуждающих волн, а $\omega_{n,n+1}$ определяют частоты атомных переходов, $n = 1\text{--}4$.

Предположим, что в начальный момент времени пик населенности с шириной $\delta p \ll \hbar k$ сформирован в центральном состоянии $|3\rangle$ и центрирован на нулевом значении импульса $p = 0$. Основная идея состоит в том, чтобы на первом этапе разделить населенность поровну между крайними состояниями $|1\rangle$ и $|5\rangle$ π -импульсом в поле четырех бегущих волн (рис. 1). При этом получившиеся пики населенности будут центрированы как в состоянии $|1\rangle$ на значении импульса $p = -2\hbar k$, так и в состоянии $|5\rangle$ на значении $p = +2\hbar k$. Задачей второго этапа является увеличение масштаба расщепления, а аккумуляция всей населенности снова в начальном состоянии $|3\rangle$ составляет задачу третьего этапа.

Для увеличения масштаба расщепления (второй этап) мы предлагаем представить *M*-схему в виде двух трехуровневых « Λ -схем» с одним общим уровнем, а именно, средним нижним уровнем $|3\rangle$, т. е. «локальные Λ -схемы» составляют уровни $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ (см. рис. 2а) и $|3\rangle$, $|4\rangle$, $|5\rangle$ (см. рис. 2б). Поскольку в результате приложения первого π -импульса половина всей населенности находится в состоянии $|1\rangle$, а другая половина — в состоянии $|5\rangle$, будем поочередно воздействовать оптическими π -импульсами на различные « Λ -схемы». Сначала приложим π -импульс оптического излучения к переходам $|3\rangle\text{--}|4\rangle$ и $|4\rangle\text{--}|5\rangle$ одной « Λ -схемы», а к другой прикладывать не будем. Тогда населенность с уровня $|5\rangle$ перейдет в состояние $|3\rangle$, сдвигаясь в пространстве импульсов на $+2\hbar k$. Затем, изменив направление световых лучей на противоположные, снова приложим π -импульс к тем же переходам. В результате населенность снова вернется в состояние $|5\rangle$, но при этом будет сдвинута уже на величину

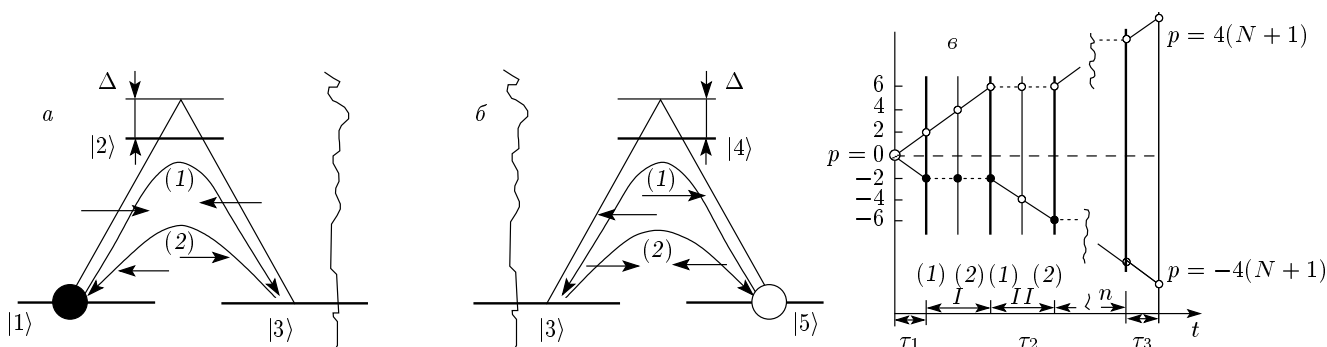


Рис. 2. Вторая стадия расщепления, четная (а) и нечетная (б) зоны: показаны схемы уровней «Λ-схем» и схемы направления распространения бегущих волн; в — общая схема расщепления: τ_1, τ_2, τ_3 соответствуют первой, второй и третьей стадиям расщепления, I, II, \dots, n — номер зоны второй стадии, N — количество пар зон

ну $+4\hbar k$ относительно начального положения. Далее будем прикладывать аналогичные π -импульсы уже к другой «Λ-схеме», состоящей из уровней $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$, а первую трогать не будем. Таким образом, в каждой паре зон взаимодействия полный масштаб расщепления волнового пакета увеличивается на $8\hbar k$, где $4\hbar k$ — вклад каждой зоны, т.е. каждого «Λ-атома». Другими словами, в нечетных зонах (рис. 2б) под действием π -импульса двух встречных волн населенность переносится с уровня $|5\rangle$ на $|3\rangle$, сдвигаясь на $+2\hbar k$, а затем под действием следующего π -импульса — опять на уровень $|5\rangle$. Поскольку направления распространения бегущих волн изменены на противоположные, населенность сдвигается еще на $+2\hbar k$ в пространстве импульсов и, следовательно, суммарный сдвиг населенности в нечетной зоне равен $+4\hbar k$. То же самое происходит и в четных зонах (рис. 2а), только населенность сдвигается в другую сторону на $-4\hbar k$ (см. рис. 2в). Используя N пар зон взаимодействия (рис. 2в), получим масштаб расщепления $(8N + 4)\hbar k$ между импульсными компонентами в состояниях $|1\rangle$ и $|5\rangle$. Соответственно, третий этап составляет перенос населенности с крайних нижних уровней $|1\rangle$ и $|5\rangle$ снова на средний уровень $|3\rangle$ (рис. 3), и масштаб расщепления к концу третьей заключительной стадии составляет $8(N + 1)\hbar k$.

Таким образом, при рассмотренном рамановском возбуждении M -атома реализуется эффективное расщепление атомного пучка в две импульсные когерентные компоненты в центральном состоянии $|3\rangle$, что позволяет наблюдать пространственную интерференцию населенности или, другими словами, получать решетку атомной плотности в координатном пространстве.

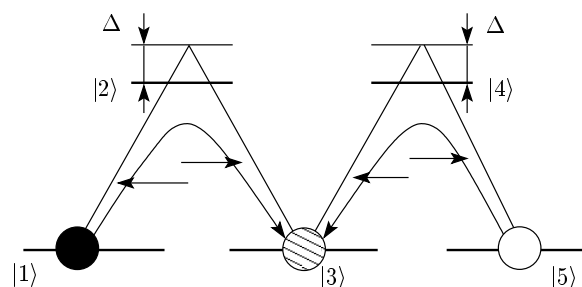


Рис. 3. Третья стадия расщепления, показаны направления распространения бегущих волн

3. РЕАЛИЗАЦИЯ ЭФФЕКТИВНОГО ДЕЛИТЕЛЯ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА

В этом разделе мы рассмотрим реализацию делителя волнового пакета M -атомов при многозонном рамановском возбуждении. Как было качественно показано выше, реализация эффективного делителя для M -атомов происходит в несколько основных этапов.

Первый этап. Первый этап состоит в одновременном переносе населенности из состояния $|3\rangle$ в состояния $|1\rangle$ и $|5\rangle$ посредством π -импульса¹⁾

¹⁾ Мы используем приближение прямоугольных импульсов. В реальных условиях огибающая $\mathcal{E}(t)$ должна являться огибающей импульса конечной длительности, существенно большей периода высокочастотных оптических колебаний и меньшей времени спонтанной релаксации, и для осуществления полной инверсии населенности площадь под огибающей импульса должна равняться π . Экспериментальная реализация техники рамановских π -импульсов рассмотрена в работе [8, 16], целью же нашей работы является демонстрация новых возможностей схемы рамановского взаимодействия.

в поле четырех бегущих волн (рис. 1). В этом случае уравнения для нестационарных амплитуд вероятностей $a_n(z, t)$ обнаружить атомы в соответствующих состояниях в резонансном приближении (приближении вращающейся волны) могут быть записаны в виде

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = -\frac{\hbar}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi + H \psi. \quad (1)$$

Здесь

$$\psi = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \\ a_5 \end{bmatrix},$$

$$H = - \begin{bmatrix} 0 & \Omega e^{-ikz} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega e^{ikz} & \Delta & \Omega e^{-ikz} & 0 & 0 \\ 0 & \Omega e^{ikz} & 0 & \Omega e^{-ikz} & 0 \\ 0 & 0 & \Omega e^{ikz} & \Delta & \Omega e^{-ikz} \\ 0 & 0 & 0 & \Omega e^{ikz} & 0 \end{bmatrix},$$

$\Delta_n = \Delta$ — частотные расстройки, $\Omega_n = dE_n^0/2\hbar = \Omega$ — частоты Раби с матричным элементом дипольного взаимодействия d , которые мы считаем

равными Δ и Ω соответственно для всех четырех оптических переходов пятиуровневого атома, мы пренебрегли разностью волновых чисел: $k_n \approx k$, $n = 1, 2, 3, 4$.

Переходя в импульсное представление посредством преобразования

$$a_n(p, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \times \int_{-\infty}^{\infty} a_n(z, t) \exp \left\{ -i \left[1 - \frac{p}{\hbar k_n} \right] k_n z \right\} dz, \quad (2)$$

из системы (1) получим следующую систему уравнений для нестационарных амплитуд вероятностей $a_n(p, \tau)$:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} \tilde{\psi} = \tilde{H} \tilde{\psi}, \quad (3)$$

где

$$\tilde{\psi} = \begin{bmatrix} a_1(p-2, \tau) \\ a_2(p-1, \tau) \\ a_3(p, \tau) \\ a_4(p+1, \tau) \\ a_5(p+2, \tau) \end{bmatrix},$$

$$\tilde{H} = \begin{bmatrix} (p-2)^2 & \tilde{\Omega} & 0 & 0 & 0 \\ \tilde{\Omega} & (p-1)^2 - \Delta_0 & \tilde{\Omega} & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{\Omega} & p^2 & \tilde{\Omega} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\Omega} & (p+1)^2 - \Delta_0 & \tilde{\Omega} \\ 0 & 0 & 0 & \tilde{\Omega} & (p+2)^2 \end{bmatrix},$$

безразмерное значение частоты Раби определено как $\tilde{\Omega} = \Omega/\sqrt{2}\omega_R$, $\Delta_0 = \Delta/\omega_R$ и $\tau = t\omega_R$ — соответственно безразмерные расстройка и время, $\omega_R = \hbar k^2/2M$ — частота отдачи, а импульс атома p измеряется в единицах $\hbar k$.

В случае рамановского возбуждения, т. е. в случае значительных значений частотных расстройок $\Delta_0 \gg \tilde{\Omega}$ мы можем пренебречь изменением населенности верхнего уровня и положить $da_{2,4}(p)/d\tau \approx 0$ в правой части уравнений для $a_{2,4}(p)$ (см. (3)). В результате из формулы (3) имеем

$$\begin{aligned} i \frac{da_1(p-2, \tau)}{d\tau} &= [(p-2)^2 + \alpha] a_1(p-2, \tau) + \alpha a_3(p, \tau), \\ i \frac{da_3(p, \tau)}{d\tau} &= [p^2 + 2\alpha] a_3(p, \tau) + [a_1(p-2, \tau) + a_5(p+2, \tau)], \\ i \frac{da_5(p+2, \tau)}{d\tau} &= [(p+2)^2 + \alpha] a_5(p+2, \tau) + \alpha a_3(p, \tau), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\alpha = \tilde{\Omega}^2/\Delta_0$. Численно решая систему (4) в случае заселения только среднего уровня $|3\rangle$,

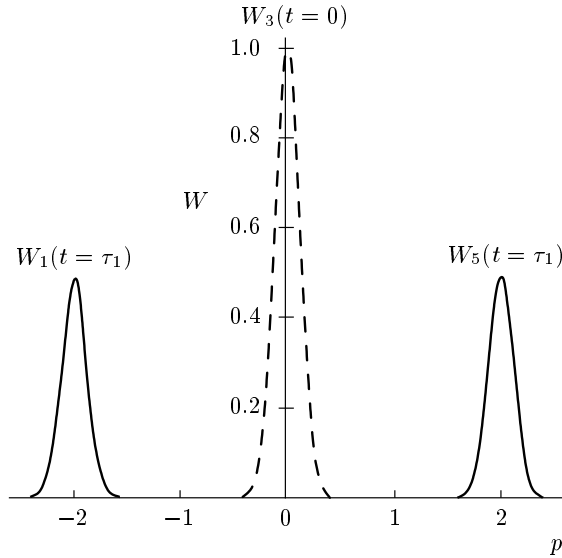


Рис. 4. Первая стадия расщепления, показано импульсное распределение населенности в начальный момент времени (штриховая линия) и после действия π -импульса (сплошные линии), $\alpha = 15$, $\tau_1 = 0.225$

$$\begin{aligned} a_1(p, \tau = 0) &= 0, \\ a_3(p, \tau = 0) &= \exp [p^2/(\delta p)^2], \\ a_5(p, \tau = 0) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

получим расщепление начального волнового пакета M -атомов на две компоненты в состояниях $|1\rangle$ и $|5\rangle$, центрированные на $p = \pm 2$, за время τ_1 , соответствующее π -импульсу²⁾ (рис. 4).

Подчеркнем, что для реализации эффективного расщепления начальная ширина импульсного распределения δp в соотношениях (5) должна быть существенно меньше единицы, $\delta p \ll 1$.

Второй этап. Второй этап реализации эффективного расщепителя состоит из чередующихся зон, в каждой из которых масштаб расщепления увеличивается на $\Delta p = 4$. В нечетной зоне населенность сдвигается только в положительную сторону по оси импульсов, а в четной зоне — в отрицательную сторону.

Начальные условия в первой нечетной зоне можно представить в следующем виде:

$$a_1^{(1)}(p) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[\frac{(p+2)^2}{(dp)^2} \right], \quad (6a)$$

²⁾ Отметим, что на каждом этапе время взаимодействия атома с полем оптического излучения существенно меньше времени отдачи, при этом не происходит дисбаланса фаз атомных состояний. Так же слабо отличаются кинетические энергии состояний атома.

$$a_5^{(1)}(p) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[\frac{(p-2)^2}{(dp)^2} \right], \quad (6б)$$

$$a_3^{(1)}(p) = 0. \quad (6в)$$

При этом нечетная зона соответствует трехуровневому « Λ -атому» (в этом случае « Λ -атом» составляют уровни $|3\rangle$, $|4\rangle$, $|5\rangle$, см. рис. 2б), который взаимодействует с полем двух встречных волн. В случае рамановского возбуждения и с учетом начальных условий (6б), (6в) выражения для амплитуд вероятностей уровней $|3\rangle$ и $|5\rangle$ для первой нечетной зоны выглядят следующим образом (см., например, выражение (8) в работе [15]):

$$\begin{aligned} a_3(p) &= -a_5^{(0)}(p-2) \frac{i\alpha}{D(p-1)} \sin(D(p-1)\tau) \times \\ &\quad \times \exp(-i\mu(p-1)\tau), \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} a_5(p) &= a_5^{(1)}(p) \times \\ &\quad \times \left\{ \cos(D(p+1)\tau) + \frac{2i(p+1)}{D(p+1)} \sin(D(p+1)\tau) \right\} \times \\ &\quad \times \exp(-i\mu(p+1)\tau), \end{aligned} \quad (7б)$$

где $\mu(p) = p^2 - 1 - \alpha$, $D(p) = (4p^2 + \alpha^2)^{1/2}$.

В результате за время $\tau_{(1),n=I}$, которое соответствует двухфотонному π -импульсу в трехуровневой схеме с нижними состояниями $|3\rangle$ и $|5\rangle$, происходит перенос населенности с уровня $|5\rangle$ на уровень $|3\rangle$ со сдвигом в импульсном пространстве на $\Delta p = +2$ (см. рис. 2б, на котором направления световых лучей обозначены (1)). Изменяя направления бегущих волн на противоположные (см. (2) на рис. 2б), за время π -импульса $\tau_{(2),n=I}$ получаем дальнейший сдвиг населенности на $\Delta p = +2$ при возвращении населенности на уровень $|5\rangle$ (рис. 5). Таким образом, за два π -импульса населенность уровня $|5\rangle$ сдвигается в импульсном пространстве на $\Delta p = +4$.

Отметим, что для осуществления эффективно переноса населенности при приложении рамановских π -импульсов необходимо, чтобы выполнялись неравенства

$$\tilde{\Omega}^2 \gg 2|p_{max}|\Delta_0, \quad \tilde{\Omega} \ll \Delta_0,$$

где $|p_{max}|$ определяет модуль максимального значения импульсного расщепления. Данное обстоятельство накладывает определенные условия на значения частоты Раби световых волн, которые используются для эффективного расщепления атомного волнового пакета по мере увеличения масштаба импульсного расщепления [15].

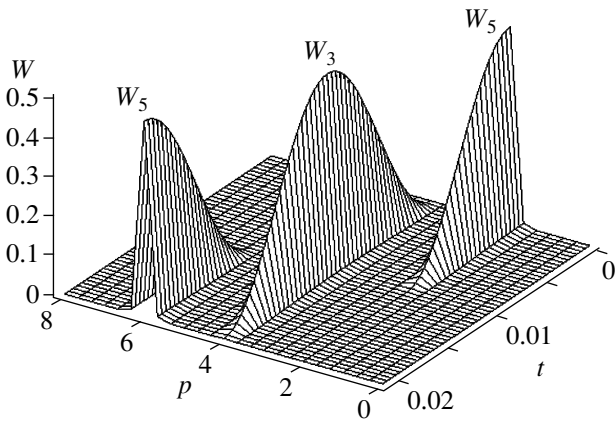


Рис. 5. Вторая стадия расщепления, показана первая нечетная зона взаимодействия: населенность уровня $|5\rangle$ после применения двух π -импульсов сдвигается в импульсном пространстве на $\Delta p = +4$, $\alpha = 150$, $\tau_{n=I} = 0.02$

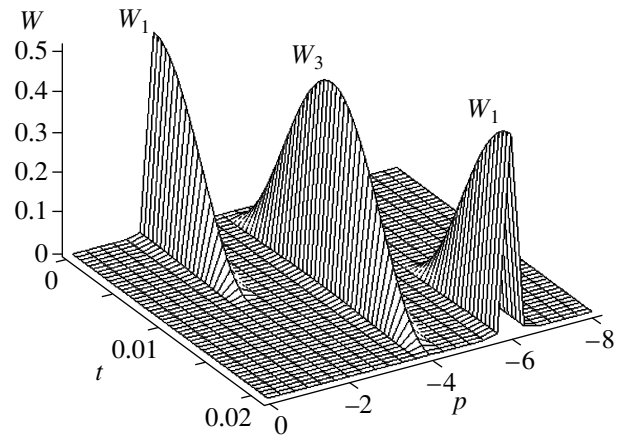


Рис. 6. Вторая стадия расщепления, показана первая четная зона взаимодействия: населенность уровня $|1\rangle$ после применения двух π -импульсов сдвигается в импульсном пространстве на $\Delta p = -4$, $\alpha = 150$, $\tau_{n=II} = 0.02$

Рассмотрим теперь четные зоны взаимодействия. В четной зоне другой трехуровневый « Λ -атом», уровнями которого являются $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, также взаимодействует с полем двух встречных волн (см. рис. 2а). В этом случае начальные условия определяются формулами (6а), (6в), а выражения для амплитуд вероятностей уровней $|3\rangle$ и $|1\rangle$ для первой четной зоны расщепления имеют вид [15]

$$a_1(p) = a_1^{(1)}(p) \times \left\{ \cos(D(p-1)\tau) + \frac{2i(p-1)}{D(p-1)} \sin(D(p-1)\tau) \right\} \times \exp(-i\mu(p-1)\tau), \quad (8a)$$

$$a_3(p) = -a_1^{(0)}(p+2) \frac{i\alpha}{D(p+1)} \sin(D(p+1)\tau) \times \exp(-i\mu(p+1)\tau). \quad (8б)$$

За время $\tau_{(I),n=II}$, которое соответствует π -импульсу в трехуровневом атоме, происходит перенос населенности с уровня $|1\rangle$ на уровень $|3\rangle$ со сдвигом в импульсном пространстве на $\Delta p = -2$. Меняя направления бегущих волн на противоположные, получаем дальнейший сдвиг населенности еще на $\Delta p = -2$ при возвращении населенности на уровень $|1\rangle$ (рис. 6). Таким образом, за два π -импульса населенность уровня $|1\rangle$ сдвигается в импульсном пространстве на величину $\Delta p = -4$.

В результате второго этапа расщепления, который состоит из нечетных и четных зон взаимодействия « Λ -атома» с полем встречных бегущих волн,

происходит суммарное увеличение масштаба расщепления на $\Delta p = 8$ для каждой пары зон (или $\Delta p = 8N$ для N пар зон). Выражения для амплитуд вероятностей крайних нижних уровней с учетом импульсных сдвигов на первом этапе имеют вид

$$a_1^{(2)}(p) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[\frac{(p+2+4N)^2}{(\delta p)^2} \right], \quad (9a)$$

$$a_5^{(2)}(p) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[\frac{(p-2-4N)^2}{(\delta p)^2} \right]. \quad (9б)$$

Третий этап. После второй стадии расщепления две импульсные компоненты, разнесенные на $\Delta p = (8N + 4)$, находятся в различных внутренних состояниях атома, поэтому третий этап будет составлять перенос населенности с крайних нижних уровней $|1\rangle$ и $|5\rangle$ обратно на средний уровень $|3\rangle$ для получения решетки атомной плотности (рис. 3). Для этого случая начальные условия имеют вид (9), а система (4) полностью определяет временную динамику третьего этапа, если учесть, что для увеличения масштаба расщепления меняем направления волн на противоположные. Тогда под действием π -импульса населенности с крайних уровней $|1\rangle$ и $|5\rangle$ возвращаются на средний уровень $|3\rangle$, сдвигаясь в импульсном пространстве так, что на уровне $|3\rangle$ появляются два пика, центрированные на $p = \pm 4(N + 1)$.

Следует отметить, что часть населенности все же остается на крайних уровнях, к тому же некоторая часть переносится не на средний уровень, а

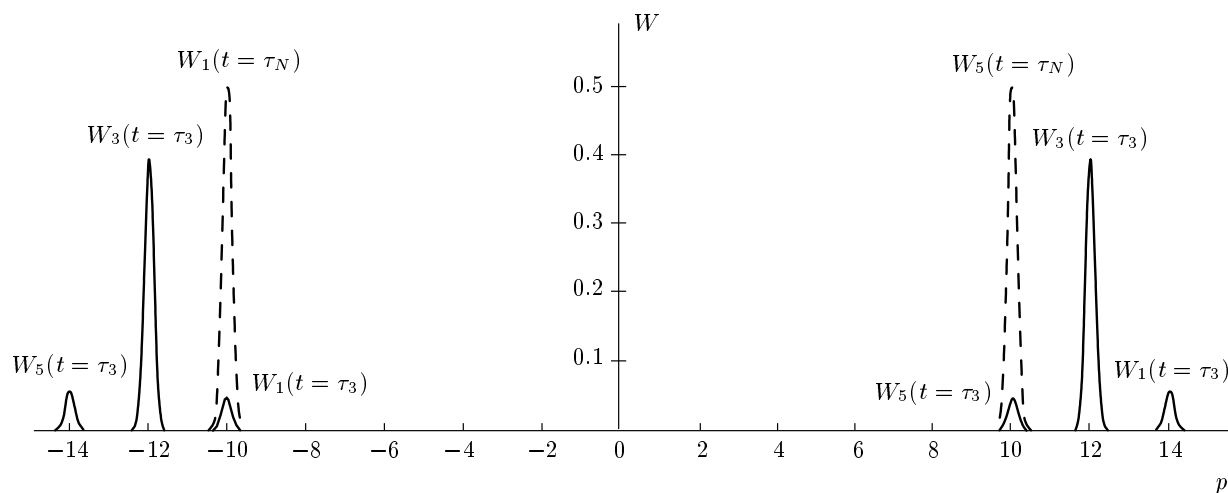


Рис. 7. Третья стадия расщепления, показаны начальное импульсное распределение населенности третьей стадии (штриховые линии) и распределение после действия π -импульса (сплошные линии), количество пар зон на второй стадии $N = 2$, $\alpha = 150$, $\tau_3 = 0.075$

на другой крайний. Сдвиги в импульсном пространстве при этом составляют $\Delta p = -4$ при переносе населенности с уровня $|1\rangle$ на уровень $|5\rangle$ и $\Delta p = +4$ при переходе с $|5\rangle$ на $|1\rangle$. При этом, как видно из рис. 7, теряется около 20% населенности, которая, находясь на других уровнях, не дает вклада в формирование решетки атомной плотности в среднем состоянии.

Таким образом, населенность нижнего среднего состояния пятиуровневого атома после всех трех этапов (см. рис. 2б) оказывается когерентно расщепленной в импульсном пространстве на две импульсные компоненты со значениями импульса $p = \pm 4(N+1)$. После перехода из импульсного представления в координатное выражение для вероятности обнаружить атом в состоянии $|3\rangle$ в момент времени, соответствующий концу π -импульса третьей стадии, можно записать в виде

$$W_{3,n}(z) = \left| a_3^{(0)}(z) \right|^2 \cos^2(4(N+1)kz), \quad (10)$$

где $N = 1, 2, \dots$ — количество пар зон на второй стадии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено эффективное расщепление волнового пакета атомов с помощью рамановского возбуждения пятиуровневого M -атома с тремя нижними и двумя возбужденными состояниями полем четырех бегущих попарно встречных световых волн. Преимуществом рассматриваемой схемы

взаимодействия является то, что формирование расщепителя пучка атомов сразу происходит в одном из нижних состояний, что является следствием предложенной схемы взаимодействия. В результате не требуется дополнительных усилий по формированию пространственной решетки атомной плотности.

Наконец, такого рода расщепитель может быть реализован на магнитных подуровнях основного состояния атомов щелочных металлов при оптическом возбуждении перехода $3S-3P$. Для получения импульсного расщепления $p = \pm 200\hbar k$ полное количество зон взаимодействия равно $N = 49$, полное время взаимодействия атомов натрия (частота отдачи $\omega_R = 25$ кГц) с полем излучения составляет $t \approx 90$ мкс, что соответствует длине взаимодействия $l_{int} = 4.5$ см для продольной скорости пучка $v_{\parallel} = 5 \cdot 10^4$ см/с, имеющей высокую степень монохроматичности. Соответственно пространственный период атомной решетки, согласно (10), составляет величину $\lambda \approx 3$ нм.

Авторы благодарят РФФИ (грант № 06-02-16562-а) и Министерство высшего образования и науки (грант Р.Н.П 2.1.1.1189) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Wong, K. Olsen, S. M. Tan et al., Phys. Rev. A **52**, 2161 (1995).

2. D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).
3. S. Glasgow, P. Meystre, M. Wilkens, and E. M. Wright, Phys. Rev. A **43**, 2455 (1991).
4. S. Kunze, S. Dürr, and G. Rempe, Europhys. Lett. **34**, 343 (1996).
5. Y. B. Band, Phys. Rev. A **47**, 4970 (1995).
6. A. Hardell, S. Wolfi, U. Ernst et al., J. Mod. Opt. **44**, 1863 (1997).
7. S. Wu, Ying-Ju Wang, Q. Diot et al., Phys. Rev. A **71**, 043602 (2005).
8. M. Kasevich, D. S. Weiss, K. Moler et al., Phys. Rev. A **45**, 342 (1992).
9. M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991).
10. M. Weiz, B. C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **73**, 2563 (1994).
11. K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, Rev. Mod. Phys. **70**, 1003 (1998).
12. N. V. Vitanov, Phys. Rev. A **58**, 2295 (1998).
13. H. Theuer and K. Bergmann, Europ. Phys. J. D **2**, 279 (1998).
14. L. I. Plimak, Yu. V. Rozhdestvensky, M. K. Olsen et al., Phys. Rev. A **63**, 023608 (2001).
15. Ю. Д. Селищева, Ю. В. Рождественский, Опт. и спектр. **98**, 657 (2005).
16. M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).