

КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ АТОМНЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В ПОЛЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОЙ СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

(Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 04-02-16175А)

В работе исследуется новый расщепитель волновых пакетов на основе когерентного рассеяния волнового пакета двух- и трехуровневого атома в поле стоячих световых волн с амплитудной модуляцией. Подробно исследованы три практически важных случая амплитудной модуляции — гармоническая, а также модуляции треугольными и прямоугольными импульсами. Показано, что для всех трех режимов можно выбрать такие значения амплитуды и модуляционной частоты, которые обеспечат значительное увеличение амплитуды когерентных компонент с заданными значениями атомного импульса. Исследовано влияние начальной фазы модуляции на характер рассеяния волнового пакета.

Рассеяние атомных волновых пакетов в световом поле стоячих волн

В настоящее время значительное внимание уделяется динамике рассеяния атомных волновых пакетов в световом поле стоячих волн. Интерес к этой проблеме обусловлен возможностью расщепления волнового пакета атома на несколько когерентных компонент в поле оптического излучения, что позволяет использовать такие когерентные волновые пакеты как для реализации различных типов атомных интерферометров [1], [2], так и для получения нового типа периодических нано-структур посредством атомно-волновой литографии [3].

Одной из важных проблем в этой области является эффективность расщепления волнового пакета при взаимодействии с пространственно-периодическим полем стоячей световой волны. Под эффективностью, в данном случае, понимают расстояние между расщепленными компонентами по скоростной шкале (так называемый масштаб расщепления), а также количество когерентных компонент, на которые разделился начальный волновой пакет. Например, наибольшей эффективностью, с точки зрения применений когерентных пучков

в атомной оптике, обладал бы такой расщепитель, после прохождения которого начальный волновой пакет атома был бы расщеплен только на две когерентные компоненты, а масштаб расщепления между ними значительно превышал бы начальную ширину атомного волнового пакета в импульсном пространстве. Несмотря на значительное количество предложений возможных схем расщепления атомных волновых пакетов, используемые сейчас расщепители имеют еще очень низкую эффективность [1], [2]. Поэтому имеется постоянный интерес к новым предложениям по эффективному когерентному разделению атомных пучков. Так, одним из последних реализованных расщепителей является делитель атомного волнового пакета на основе амплитудно-модулированной стоячей световой волны [4].

Отметим, что когерентное рассеяние атомов в поле стоячей световой волны ранее уже исследовалось как теоретически [5], так и экспериментально [6]. Существенно новым в этой хорошо изученной области является гармоническая зависимость интенсивности стоячей волны от времени пролета атомов через область взаимодействия [7]. Присутствие амплитудной модуляции стоячей волны приводит к новым особенностям при рассеянии волнового пакета двухуровневого атома в случае близости частоты модуляции и «собственной» частоты системы. В результате для определенных моментов времени удастся получить существенное увеличение интенсивности когерентных гармоник, имеющих определенное значение импульса. При этом данное значение импульса определяется частотой и амплитудой модуляции, что указывает на присутствие в такой системе своеобразного параметрического резонанса, который, в конечном счете, и определяет величину эффекта.

В настоящей работе мы представляем подробный анализ влияния амплитудной модуляции на характер рассеяния атомного волнового пакета при рассмотрении трех различных типов модуляций (гармонической, прямоугольными и треугольными импульсами рис. 1) как в двухуровневой, так и в трехуровневой Λ -системах. Мы показываем, что при рассеянии волнового пакета атома независимо от формы модуляции всегда можно выбрать такие значения амплитуды и

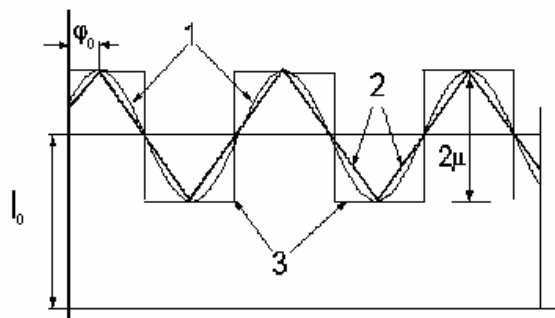


Рис. 1. Различные виды амплитудной модуляции. Цифры у кривых:
 1 — гармоническая модуляция, 2 — модуляция треугольными импульсами («пила»),
 3 — модуляция прямоугольными импульсами («miander»).
 Средняя интенсивность стоячей волны обозначена как I_0 ,
 а μ и φ_0 — амплитуда и начальная фаза модуляции соответственно

частоты, при которых происходит значительное увеличение амплитуды когерентных компонент с заданным значением импульса. Другими словами, для каждого наперед заданного значения атомного импульса всегда можно подобрать такие значения амплитуды и частоты модуляции, для которых амплитуда данной когерентной компоненты будет значительно превышать все остальные. В результате мы доказываем, что для произвольной формы амплитудной модуляции интенсивности стоячей волны всегда можно выбрать соответствующие параметры модуляции, когда будет иметь место существенное увеличение нужной когерентной компоненты. При этом мы демонстрируем чувствительность данного типа расщепителей к начальной фазе модуляции. Последнее тесно связано с особенностями эволюции волнового пакета атома на временах, сравнимых с периодом осцилляций интенсивности стоячей волны.

Рассеяние волнового пакета трехуровневого Λ -атома исследовано нами в случае отсутствия пространственного сдвига между модулированными стоячими волнами. Показано, что для синфазных модулированных стоячих волн $\Phi_0 = 0$ задача рассеяния трехуровневого волнового пакета сводится к рассеянию эффективной двухуровневой системы и к свободной эволюции отдельного состояния, что связано с существованием в трехуровневой системе особых суперпозиционных состояний [8]. При этом исследованы особенности рассеяния в поле стоячих синфазных волн с модулированной амплитудой для всех трех типов модуляции. В частности, показано, что и в этом случае всегда удастся выбрать такие параметры взаимодействия, когда происходит существенное увеличение когерентных компонент с заранее заданными значениями атомного импульса.

Основные уравнения

В этом разделе мы рассмотрим рассеяние волнового пакета двухуровневого атома с состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ в поле оптического излучения амплитудно-модулированной стоячей волны (рис. 1). Основой для описания когерентной (т. е. в пренебрежении спонтанной релаксацией) динамики рассеяния является нестационарное уравнение Шредингера для атомной волновой функции

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где волновая функция $\Psi(\vec{r}, t)$ зависит от движения центра масс атома посредством радиус-вектора \vec{r} , а гамильтониан \hat{H} включает в себя оператор внутренней энергии атома \hat{H}_0 , оператор кинетической энергии трансляционного движения:

$$\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\vec{r}}^2;$$

и

$$\hat{V} = -\frac{\vec{d} \cdot \vec{E}}{\hbar}$$

— оператор взаимодействия наведенного оптическим полем дипольного момента атома \vec{d} с амплитудно-модулированной стоячей волной

$$\vec{E} = \vec{e} E_0 f(\mu, \varphi_0, \Delta t) \cos(\omega t) \cos(kx). \quad (2)$$

В равенстве (2) \vec{e} , E_0 , ω , $k = \omega/c$ — единичный вектор поляризации, амплитуда, частота и модуль волнового вектора стоячей световой волны соответственно, а μ , Δ , φ_0 , — амплитуда, частота и начальная фаза модуляции, и мы считаем, что $1 \geq \mu$. Мы также считаем, что пучок атомов распространяется вдоль оси \mathbf{z} , пересекая стоячую волну под прямым углом, и пренебрегаем малым изменением атомного импульса по оси \mathbf{z} , учитывая изменение импульса атома только вдоль оси \mathbf{x} , по которой распространяется стоячая волна.

Используя разложение волновой функции $\Psi(x, t)$ по базисным состояниям невозмущенного гамильтониана \hat{H}_0 двухуровневого атома, сразу выпишем систему уравнений для нестационарных амплитуд вероятностей $\Psi_{1,2}(x, t)$ в виде

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \Psi_1(x, t) - R_0 f(\mu, \varphi_0, \Delta t) \cos(kx) \Psi_2(x, t); \quad (3)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \Psi_2(x, t) - R_0 f(\mu, \varphi_0, \Delta t) \cos(kx) \Psi_1(x, t) - \Omega \Psi_2(x, t),$$

где $R_0 = -(\vec{d} \cdot \vec{e}) E_0 / 2\hbar$ — частота Раби, и мы произвели замену

$$\Psi_2(x, t) \Rightarrow \Psi_2(x, t) \exp(-i\Omega t).$$

Далее, для решения равенства (3) мы используем приближение малых населенностей возбужденного состояния (*elimination of excited state population*), когда вследствие большой расстройки $\Omega \gg R_0$ можно пренебречь изменением населенности возбужденного состояния $|2\rangle$. Тогда из второго уравнения в выражении (3) мы найдем $\Psi_2(x, t)$ в виде

$$\Psi_2(x, t) = -\frac{R_0}{\Omega} f(\mu, \varphi_0, \Delta t) \cos(kx) \Psi_1(x, t), \quad (4)$$

и после подстановки (4) в первое уравнение (3) получим уравнение только для $\Psi_1(x, t)$:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \Psi_1(x, t) + \frac{R_0^2}{\Omega} [f(\mu, \varphi_0, \Delta t)]^2 \cos^2(kx) \Psi_1(x, t). \quad (5)$$

Наиболее естественным подходом к решению уравнения (5) является переход в импульсное представление

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1(p, t)}{\partial t} = (p^2 + R^2) \Psi_1(p, t) + \frac{R^2}{2} [\Psi_1(p + 2, t) + \Psi_1(p - 2, t)], \quad (6)$$

где $R^2 = (R_0^2 / 2\Omega_{\omega_R}) [f(\mu, \varphi_0, [\Delta / \omega_R])]^2$, $\omega_R = \hbar k^2 / 2m$ — частота отдачи, а значение импульса атома и время взаимодействия измеряется в импульсах фотонов $\hbar k$ и частоте отдачи ω_R соответственно.

Для определенности к уравнению (6) необходимо добавить волновую функцию системы в начальный момент времени $\Psi_1(p, \tau = 0)$, которую мы выберем в виде

$$\Psi_1(p, t = 0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{p^2}{(\delta p)^2}},$$

где δp — начальная ширина волнового пакета в импульсном пространстве.

Подчеркнем, что уравнение (6) полностью определяет когерентную динамику волнового пакета двухуровневого атома в поле амплитудно-модулированной стоячей световой волны в случае значительных частотных расстройок и в пренебрежении начальным значением атомного импульса вдоль оси x распространения стоячей волны. Соответственно данное описание справедливо, пока начальное значение p_0 атомного импульса вдоль оси x сравнимо с импульсом фотона $\hbar k$ (или меньше) т. е. $p_0 / \hbar k \leq 1$. Поэтому использование (6) для описания динамики волновых пакетов с большими ширинами начальных импульсных распределений, строго говоря, некорректно.

Рассеяние на стоячей волне без амплитудной модуляции

Уравнение (6) полностью определяет когерентную динамику волнового пакета двухуровневого атома в поле амплитудно-модулированной стоячей световой волны в случае значительных частотных расстройок и в пренебрежении начальным значением атомного импульса вдоль стоячей волны (ось x) [9].

Численное решение уравнения (6) было получено следующим образом: сначала был выбран интервал импульсов, в котором происходит рассеяние. Последнее позволило свести численное решение (6) к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для амплитуд вероятностей, отвечающих различным значениям атомного импульса. Полученные таким образом n амплитуд вероятностей (n — число разбиений импульсного интервала) суммировались с учетом индивидуальных фазовых множителей, и после вычисления квадрата модуля получалось импульсное распределение вероятностей в системе. Правильность полученного решения контролировалась выполнением условия нормировки для полной волновой функции системы после каждого временного шага.

При отсутствии модуляции ($f = 1$) вид численного решения (6) представлен на рис. 2. Видно, что начальный волновой пакет расщепляется в импульс-

ном пространстве на когерентные компоненты, которые сдвинуты относительно нулевого значения импульса на величины, кратные $2\hbar k$.

Известно [1]–[2], [5]–[6], что эволюция волнового атомного пакета при рассеянии на стоячей волне происходит в два основных этапа. На начальном этапе, когда можно пренебречь приобретенной в процессе взаимодействия кинетической энергией атомов (приближение Рамана—Ната), происходит эффективное расщепление начального волнового пакета на несколько когерентных компонент. Затем, по мере роста кинетической энергии (и соответственно времени взаимодействия), происходит ограничение количества импульсных компонент, на которые разделился начальный волновой пакет. При этом компоненты с большими значениями атомного импульса, чем те, которые представлены на рис. 2,а не заселяются, а количество когерентных компонент, участвующих в рассеянии, можно определить посредством

$$N = 1 + 2 \left(\frac{R_0^2}{\Omega \omega_R} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

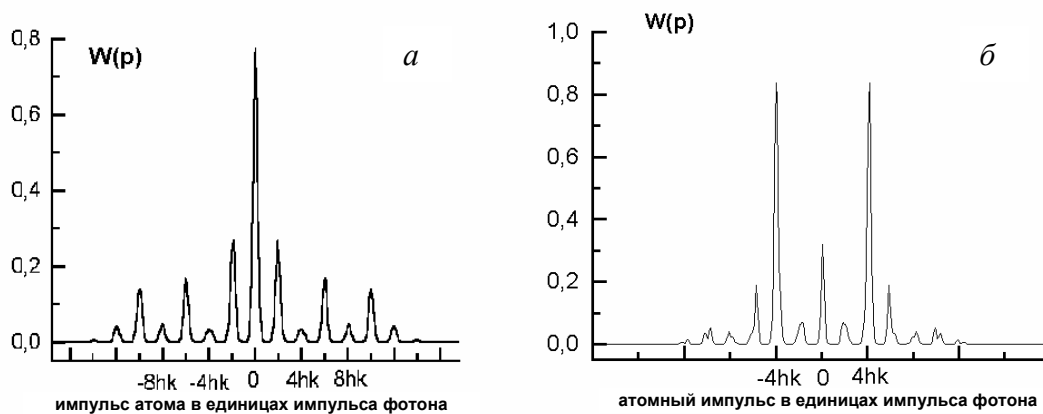


Рис. 2. Рассеяние волнового пакета двухуровневого атома при отсутствии модуляции: параметры взаимодействия $R_0/\omega_R = 10^5$, $\Omega/\omega_R = 7 \cdot 10^7$, $t\omega_R = 0,14$.

Начальное скоростное распределение было выбрано гауссовым с шириной $0,5\hbar k$:
 а — время взаимодействия 0,8; б — время взаимодействия 3,2

При выбранных на рис. 2,а параметрах рассеяние волнового пакета ограничено значениями атомного импульса $p \approx |12\hbar k|$ для любых времен взаимодействия атомов с полем стоячей волны, что тесно связано с учетом кинетической энергии атомов в (6) [5]–[6].

Отметим, что дальнейшее увеличение времени взаимодействия с полем оптического излучения ведет только к осцилляциям амплитуд уже существующих импульсных компонент.

Наиболее интересным при этом является случай рассеяния Брэгга [1], [2], когда начальный волновой пакет расщепляется в основном на две когерентные компоненты. Так, на рис. 2,б приведено рассеяние волнового пакета для време-

ни взаимодействия, в четыре раза большего, чем на рис. 2,*a*. Видно, что в рассеянии главными являются компоненты, центрированные на $\pm 4\hbar k$. При этом как когерентный делитель атомного волнового пакета на основе рассеяния Брэгга высоких порядков, так и преимущества использования такого делителя в атомной интерферометрии обсуждались ранее в работах [1], [2]. Однако, несмотря на очевидные преимущества такого делителя по сравнению со многими существующими предложениями, данный делитель практически не используется, поскольку до настоящего времени не существует описания многофотонного брэгговского рассеяния, на основе которого такой делитель волнового пакета мог бы быть реализован.

Рассеяние с учетом модуляции интенсивности

Теперь рассмотрим, что нового в характер когерентного рассеяния волновых пакетов вносит модуляция амплитуды стоячей волны. Для этого мы исследуем три практически важных случая модуляции, которые давно используются в радиотехнике, — гармоническую модуляцию, модуляцию треугольными и прямоугольными импульсами (рис. 1).

Отметим, что случай рассеяния волнового пакета двухуровневого атома на стоячей световой волне с *гармонической модуляцией амплитуды* исследовался в работе [4] для случая значительной ширины начального импульсного распределения. При этом для описания динамики волнового пакета использовалось уравнение типа (6), что, как было указано выше, не вполне корректно. Поэтому ниже мы проведем подробный анализ особенностей рассеяния волнового пакета при гармонической модуляции амплитуды светового поля стоячей волны для случая малых ширин начального скоростного распределения. Функция модуляции тогда в уравнении (6) может быть записана как

$$f(\mu, \varphi_0, \Delta t) = 1 + \mu \cos([\Delta / \omega_R]t + \varphi_0). \quad (8)$$

На рис. 3,*a* приведено рассеяние волнового пакета двухуровневого атома в случае гармонической модуляции интенсивности стоячей волны (7) при $\varphi_0 = 0$ для тех же интенсивностей, расстроек светового поля и времен взаимодействия, что и на рис. 2. Видно, что при соответствующем выборе параметров модуляции происходит значительное (почти на порядок) увеличение амплитуды когерентных компонент, центрированных на $\pm 8\hbar k$. При этом оказывается, что такой эффект относительно слабо чувствителен к амплитуде модуляции, что демонстрирует рис. 4 на котором показана зависимость амплитуд когерентных компонент от величины амплитуды модуляции при фиксированном значении модуляционной частоты Δ / ω_R и времени взаимодействия. Видно, что для значений амплитуды модуляции в полосе $0,3 < \mu < 0,5$ имеет место существенное увеличение амплитуды когерентных компонент с импульсами $\pm 8\hbar k$.

В то же время резкого увеличения не происходит, если не выполнены условия как по частоте модуляции $\Delta / \omega_R \approx 2\sqrt{R_0^2 / \Omega \omega_R}$, так и по времени взаимодействия атомов с полем стоячей волны. Первое из этих условий совпадает с условием возникновения параметрического резонанса для гармонического ос-

циллятора с периодически меняющейся частотой. Последнее обстоятельство позволило авторам [4] использовать для объяснения возникновения параметрического резонанса в равенстве (6) поведение фазовых траекторий ангармонического осциллятора при периодическом изменении параметров системы. Не обсуждая корректности применения классического анализа к такой сугубо квантовой ситуации, которой является когерентное рассеяние, отметим, что такой анализ дает возможность предсказать, например, зависимость результата рассеяния рис. 3,б от значения начальной фазы модуляции φ_0 . Как видно из сравнения рис. 3,а и рис. 3,б характер рассеяния существенно различается для начальной фазы $\varphi_0 = 0$ и $\pi/2$. В последнем случае, хотя и происходит резкое увеличение интенсивности импульсных компонент с $\pm 10 \hbar k$ (если сравнивать со случаем отсутствия модуляции рис. 2), но, в целом, не удается выделить отдельные интенсивные компоненты, как для случая $\varphi_0 = 0$.

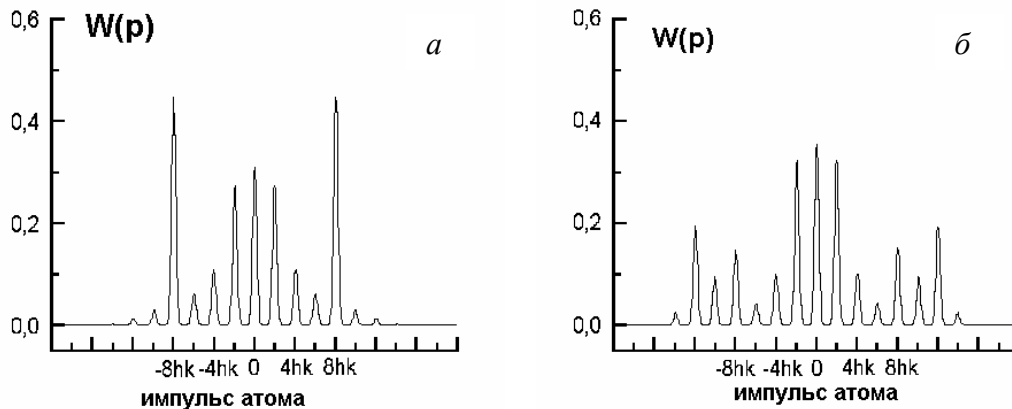


Рис. 3. Рассеяние волнового пакета двухуровневого атома в случае гармонической амплитудной модуляции стоячей световой волны с $\mu = 0,4$ и $\Delta/\omega_R = 32,5$: а — $\varphi_0 = 0$; б — $\varphi_0 = \pi/2$. Остальные параметры — те же, что и на рис. 2

На рис. 4 представлена временная зависимость когерентных компонент для значения амплитуды модуляции $\mu = 0,7$ для тех же значений интенсивности стоячей волны и частотной расстройки, что и на рис. 3. Видно, что, с одной стороны, при наличии модуляции светового поля происходят качественные изменения во временной зависимости амплитуд когерентных компонент, а, с другой, — для одних и тех же значений интенсивности, расстройки и частоты модуляции можно выбрать такое время взаимодействия и амплитуду модуляции, которые обеспечат большую амплитуду когерентных пиков для того же масштаба расщепления.

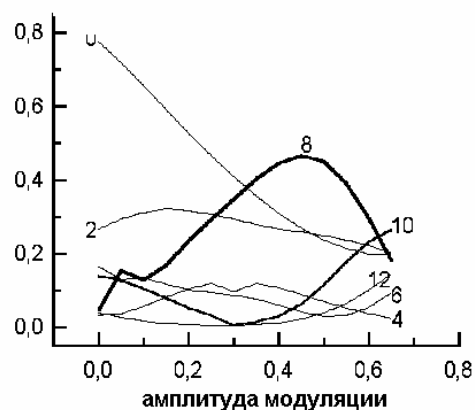


Рис. 4. Зависимость интенсивности различных когерентных компонент от величины амплитуды модуляции μ для $\varphi_0 = 0$. Остальные параметры — те же, что и на рис. 2

Подчеркнем, что характерные черты рассеяния волнового пакета сохраняются и для двух других функций модуляции, а именно модуляций интенсивности стоячей волны треугольными и прямоугольными импульсами (см. рис. 1). Так, например, на рис. 5,а приведено рассеяние для случая модуляции интенсивности треугольными, а на рис. 5,б прямоугольными импульсами — для тех же времен взаимодействия и частоты модуляции, что и на рис. 3. Видно, что в обоих случаях также удается выбрать такие амплитуды модуляции μ , при которых происходит существенное увеличение интенсивности компонент, центрированных на $\pm 8 \hbar k$. При выбранном времени взаимодействия значение импульса, при котором происходит увеличение интенсивности отдельных компонент, определяется отношением $\delta = R_0^2 / \Omega$ и частотой модуляции Δ , а для увеличения масштаба расщепления необходимо увеличение как параметра δ , так и частоты Δ . Последнее справедливо для всех трех исследованных типов амплитудных модуляций.

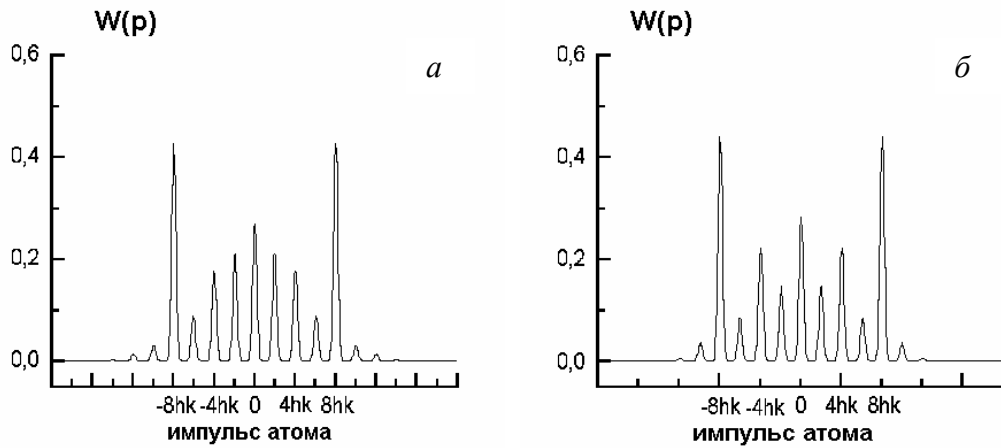


Рис. 5. Для тех же параметров взаимодействия (см. рис. 2) и для $\Delta/\omega_R = 32,5$ представлена картина рассеяния волнового пакета двухуровневого атома в случае модуляции стоячей световой волны: а — треугольными с $\mu = 0,9$ и б — прямоугольными с $\mu = 0,87$ импульсами

Рассеяние волнового пакета трехуровневого атома

Рассмотрим теперь рассеяние волнового пакета трехуровневого Λ -атома в поле двух стоячих световых волн с одинаковой функцией амплитудной модуляции:

$$\vec{E} = E_0 f(\mu, \varphi_0, \Delta t) [\vec{e}_1 \cos(\omega_1 t) \cos(k_1 x) + \vec{e}_2 \cos(\omega_2 t) \cos(k_2 x + \Phi_0)]. \quad (9)$$

В выражении (9) \vec{e}_i , ω_i , $k_i = \omega_i/c$ — единичные векторы поляризации, частоты и модули волновых векторов стоячих волн соответственно ($i = 1, 2$), Φ_0 — относительная пространственная фаза, которую в дальнейшем мы полагаем равной нулю ($\Phi_0 = 0$), а E_0 — амплитуда, одинаковая для обеих волн. Считая состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ нижними, а состояние $|3\rangle$ возбужденным и предполагая переход

$|1\rangle$ – $|2\rangle$ запрещенным в дипольном приближении, сразу выпишем уравнения для амплитуд вероятностей обнаружить трехуровневый Λ -атом в одном из внутренних состояний с определенным значением импульса

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \Psi_1(x,t)}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \Psi_1(x,t) - R_0 f(\mu, \varphi_0, \Delta t) \cos(kx) \Psi_3(x,t), \\ i\hbar \frac{\partial \Psi_2(x,t)}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \Psi_2(x,t) - R_0 f(\mu, \varphi_0, \Delta t) \cos(kx) \Psi_3(x,t), \quad (10) \\ i\hbar \frac{\partial \Psi_3(x,t)}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \Psi_3(x,t) - R_0 f(\mu, \varphi_0, \Delta t) [\Psi_1(x,t) \cos(kx) + \\ &+ \Psi_2(x,t) \cos(kx)] - \Omega \Psi_3(x,t), \end{aligned}$$

где $R_0 = -(\vec{d} \cdot \vec{e}) E_0 / 2\hbar$, Ω — частота Раби и расстройка одинаковые для обоих разрешенных переходов трехуровневого атома, и мы произвели замену $\Psi_3(x,t) \Rightarrow \Psi_3(x,t) \exp(-i\Omega t)$.

Для решения (3) мы снова, как и ранее, используем приближение, когда вследствие большой расстройки $\Omega \gg R_0$ можно пренебречь изменением населенности возбужденного состояния $|3\rangle$. Тогда из третьего уравнения в (10) мы найдем $\Psi_3(x,t)$ в виде

$$\Psi_3(x,t) = -(R_0 / \Omega) f(\mu, \varphi_0, \Delta t) [\Psi_1(x,t) \cos(kx) + \Psi_2(x,t) \cos(kx)], \quad (11)$$

и после подстановки (11) в первые два уравнения (10) и введения новых переменных посредством $\psi_{\pm}(x,t) = \Psi_1(x,t) \cos(kx) \pm \Psi_2(x,t) \cos(kx)$ получим систему уравнений для $\psi_{\pm}(x,t)$:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi_+(x,t)}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \psi_+(x,t) - 2(R_0^2 / \Omega) [f(\mu, \varphi_0, \Delta t)]^2 \psi_-(x,t); \\ i\hbar \frac{\partial \psi_-(x,t)}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{xx} \psi_-(x,t). \end{aligned} \quad (12)$$

Первое из уравнений в системе (12) с точностью до числового коэффициента совпадает с уравнением (5), а второе уравнение является уравнением свободного распространения волнового пакета $\psi_-(x,t)$. В результате задача рассеяния трехуровневого атома в поле двух стоячих световых волн с одинаковыми расстройками сводится к рассеянию эффективного двухуровневого атома. Поэтому основные черты, характерные для рассеяния волнового пакета двухуровневого атома в поле модулированной стоячей волны, должны сохраниться и в случае трехуровневого атома. Так, на рис. 6 представлена вероятность обнаружить трехуровневый атом в одном из нижних состояний в зависимости от переданного импульса для всех трех рассматриваемых видов амплитудной модуляции в

случае, когда оба нижних состояния первоначально заселены. Видно, что в этом случае картина рассеяния волнового пакета трехуровневого атома (рис. 6) практически совпадает с рассеянием двухуровневого атома (рис. 3 и 5).

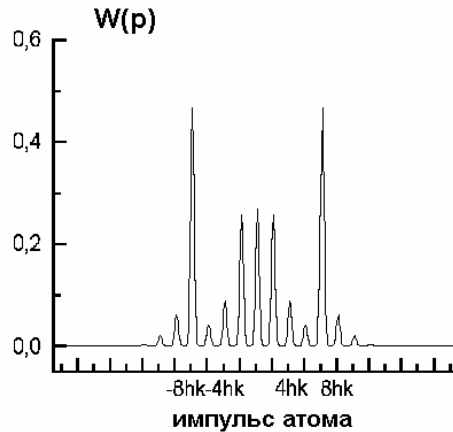


Рис. 6. Рассеяние волнового пакета трехуровневого атома в случае амплитудной модуляции с параметрами взаимодействия $R_0/\omega_R = 10^5$, $\Omega/\omega_R = 7 \cdot 10^7$, $t\omega_R = 0,14$. Начальное скоростное распределение для обоих уровней было выбрано гауссовым с шириной $0,5 \hbar k$

* * *

В качестве заключения отметим, что было рассмотрено когерентное рассеяние волновых пакетов двух- и трехуровневых атомов для трех различных видов амплитудной модуляции (рис. 1). Показано, что для всех видов модуляции при выполнении условий на частоту модуляции $\Delta/\omega_R \approx 2(R_0^2/\Omega\omega_R)^{1/2}$ можно выбрать такое значение амплитуды модуляции μ , при котором происходит резкое увеличение интенсивности импульсных компонент с определенным значением атомного импульса. При этом указанный эффект не зависит от вида модуляции. Последнее указывает на то, что для произвольной амплитудной модуляции стоячей волны также возможен выбор соответствующей амплитуды для увеличения интенсивности наперед заданной когерентной компоненты. Физически независимость указанного эффекта от формы модуляции может быть объяснена следующим образом: разложение функции модуляции $f(\mu, \varphi_0, \Delta t)$ любой формы в ряд Фурье всегда содержит нужную гармонику, которая обеспечивает существование эффекта. В то же время амплитуда такой гармоники зависит от формы выбранной амплитудной модуляции. Поэтому для разных видов модуляционной функции значения амплитуды μ , при которой имеет место данный эффект, также будут различаться. В результате нами показано, что на основе рассеяния волнового пакета в поле амплитудно-модулированной стоячей волны произвольного вида может быть реализован эффективный расщепитель атомных пакетов, относительная простота которого (по сравнению с другими предложениями) позволяет надеяться на его широкое применение в атомной оптике для получения когерентных волновых пакетов атомов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Special Issue on Atom Optics // Appl. Physics B. Vol. 54. 1992. P. 321.
2. Atom Interferometry, edited by P. R. Berman. New York: Academic Press, 1997.
3. *Plimak L. I., Rozhdestvensky Yu. V., Olsen M. K., M.J.Collet M. J.* Spatial Matter Wave Interference Via Adiabatic Recombination of Atomic Wave Packets // Phys. Review A. Vol. 63. 2001. P. 023608.
4. *Truscott A. G., Friese M. E. J., Hensinger W. K., Wisemann H. M., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N. R.* Coherent Atomic Beam Splitter Using Transients of a Chaotic System // Phys. Review Letters. Vol. 84. 2000. P. 4023.
5. *Tan S. M., Walls D. F.* Numerical Simulation of Atomic Diffraction in the Raman. Nath regime // Phys. Review A. Vol. 18. 1978. P. 2533.
6. *Durr S., Rempe G.* Acceptance Angle for Bragg Reflection of Atoms from a Standing Light Wave // Phys. Review A. Vol. 59. 1999. P. 1495.
7. *Пазгалев А. С., Рождественский Ю. В.* Когерентное рассеяние трехуровневых атомов в поле стоячих световых волн // Журнал экспериментальной и теоретической физики. Т. 82. 1996. С. 1079.
8. *Barnett S., Abfalter R., Keller C., Schiedmayer J., Zeilinger A.* Dynamic Diffraction of Atomic Matter Waves by Crystals of Light // Phys. Rev. A. Vol. 60. 1999. P. 456.
9. *Stenholm S.* Laser Manipulation of Atoms and Ions: Proceedings of the International School of Physics «ENRICO FERMI». 1992. P. 29.

S. Borisenok, Yu. Rozhdestvensky

COHERENT SCATTERING OF ATOM WAVE PACKETS IN THE FIELD OF AMPLITUDE-MODULATED STANDING LIGHT WAVE

A new beam-splitter on the basement of coherent scattering of two-and three-level atom in the field of standing amplitude-modulated waves is investigated. A detailed study of three cases of amplitude modulation of practical importance is presented: harmonic modulation, triangle pulse modulation and «meander» modulation. It is demonstrated that for all the three regimes it is possible to choose such an amplitude and modulation frequency that the coherent component amplitude with defined values of the atom pulses is essentially increased. The influence of the initial phase on the character of wave packet scattering has been also investigated.