

УДК 539.186

## АСИММЕТРИЯ РАССЕЯНИЯ АТОМОВ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКОЙ МЕЖДУ НИМИ

Г. А. Рябенко, В. А. Гринчук, И. А. Гришина, М. Л. Нагаева, В. П. Яковлев

*Экспериментально исследуется рассеяние атомов импульсным полем стоячей световой волны. Показано, что временная задержка между встречными импульсами лазерного излучения, формирующими поле, приводит к асимметрии рассеяния. Обсуждается физическая интерпретация наблюдаемых эффектов.*

Экспериментальные исследования рассеяния атомов импульсным полем стоячей световой волны резонансного лазерного излучения показали [1 – 3], что временная задержка ( $\tau$ ) между встречными световыми импульсами, формирующими поле, приводит к новым свойствам процесса рассеяния. Особый интерес вызывает асимметрия диаграммы рассеяния и осцилляция знака асимметрии (направления преимущественного рассеяния) при изменении отстройки частоты лазерного излучения от резонанса. Данная работа посвящена более детальному исследованию зависимости диаграммы рассеяния от временной задержки.

В эксперименте [1] ленточный пучок атомов натрия ( $0.2 \times 11 \text{ мм}^2$ , расходимость  $\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$ , плотность  $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ , продольная скорость  $v_{\parallel} \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ ) под прямым углом облучался двумя встречными короткими ( $T \sim 10^{-8} \text{ сек}$ ) импульсами резонансного лазерного излучения (рис. 1). На расстоянии  $\sim 25 \text{ см}$  от области взаимодействия атомов с полем стоячей световой волны располагался детектор, регистрирующий рассеянные атомы. Он представлял собой тонкую ( $\varnothing \sim 0.01 \text{ см}$ ) нагретую  $W\text{-Re}$  проволочку, на поверхности которой происходила ионизация атомов натрия. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый по частоте импульсный лазер на красителе Родамин С. Лазер работал как в режиме одной моды (ширина линии  $\sim 0.15 \text{ ГГц}$ ), так и

в режиме нескольких мод (ширина огибающей спектральной линии  $\sim 0.4$  ГГц). Исследования [4] показали, что такие изменения в спектре лазерного излучения не оказывают заметного влияния на процесс рассеяния. Центр огибающей спектральной линии лазерного излучения настраивался на резонанс с  $D_2$ -линией натрия с точностью  $\sim 1.3$  ГГц.

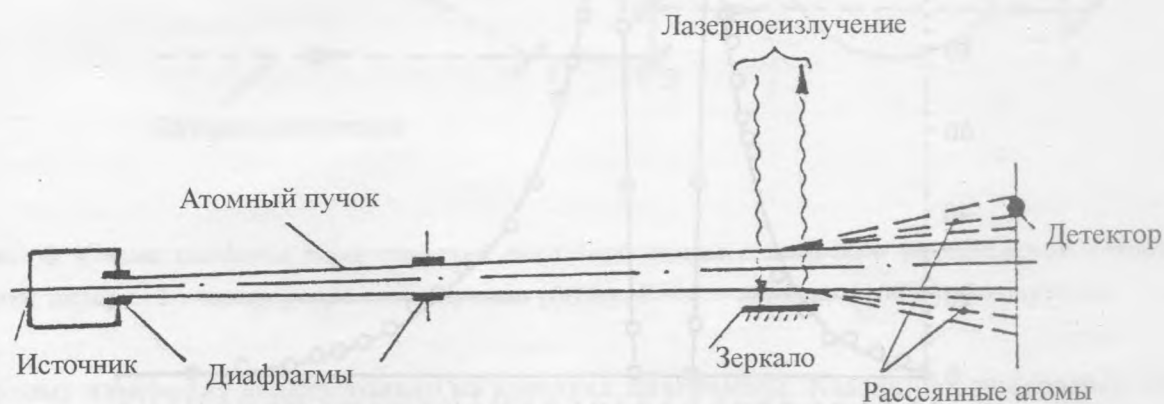


Рис. 1. Экспериментальная установка.

В экспериментах [1 – 3], в которых были обнаружены новые свойства процесса рассеяния, поле стоячей световой волны создавалось с помощью отражения первоначального лазерного пучка от зеркала, стоящего на расстоянии  $\sim 1$  см от плоскости ленты атомного пучка (см. рис. 1). В результате между встречными импульсами лазерного излучения возникала временная задержка  $\tau = 2l$ , где  $l$  – расстояние между зеркалом и атомарным пучком. Знак задержки (направление опережающей волны) в этих экспериментах оставался всегда одним и тем же, а величина задержки из-за конструктивных особенностей установки могла меняться в небольших пределах  $\tau = (0.4 - 6) \cdot 10^{-10}$  сек.

Одной из важных характеристик процесса рассеяния является диаграмма распределения рассеянных атомов по импульсам. Вид этого распределения зависит от ряда параметров поля и атома. В теории [5] в том случае, если атом в процессе взаимодействия с полем приобретает импульс, намного больший импульса фотона (условия, которые выполнялись в эксперименте), рассеяние атомов в поле стоячей световой волны рассматривается в рамках классической механики с помощью некоторого эффективного потенциала  $U_{эфф}$ . Обычно в экспериментальных условиях апертура атомного пучка значительно превышает длину волны поля  $2\pi/k$ , поэтому для получения функции распределения  $W(p)$  атомов по импульсам производится усреднение по начальной

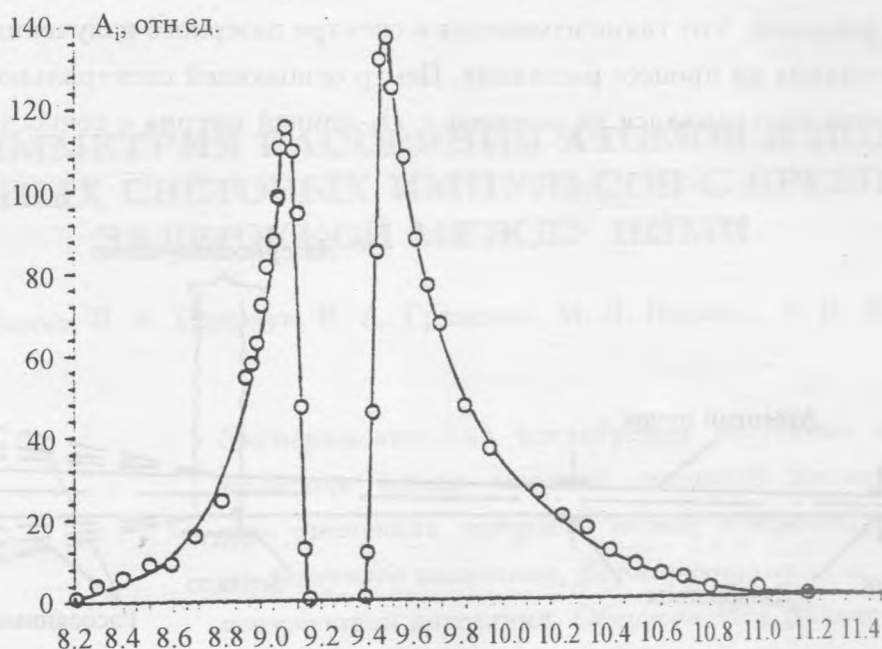


Рис. 2. Диаграмма рассеяния атомов натрия, измеренная при наличии временной задержки между встречными световыми импульсами.

поперечной координате влета, которая является случайной величиной, однородно распределенной по периоду поля. При условии однородного пространственного распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка и малого по сравнению с длиной волны смещения атомов за время взаимодействия с полем результирующая функция распределения атомов по импульсам симметрична и имеет характерный корневой вид  $W(p) = (p_0^2 - p^2)^{-1/2}/\pi$ ,  $|p| < p_0$  ( $p_0$  – максимальный импульс, приобретенный атомом). Основная доля рассеянных частиц приобретает большой импульс. Это связано с тем, что в стоячей волне протяженность областей с большим градиентом превышает все остальные. Иначе говоря, вид функции распределения рассеянных атомов по импульсам является следствием формы поля стоячей световой волны.

Экспериментально измеренная диаграмма рассеяния сильно отличается от вида функции  $W(p)$ . Отметим, что условия, при которых было получено распределение  $W(p)$ , в эксперименте выполнялись.

Типичная диаграмма рассеяния представлена на рис. 2. Из центральной области (размер области был порядка полуширины атомного пучка) все атомы рассеивались,

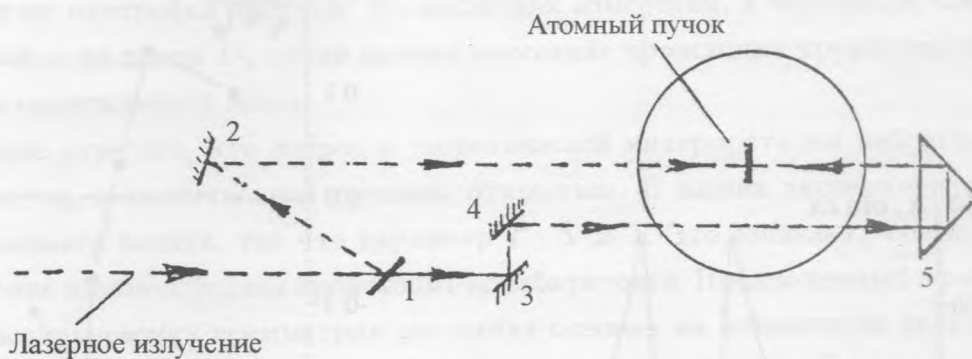


Рис. 3. Схема создания поля стоячей световой волны с помощью расщепления исходного пучка лазера. 1 – полупрозрачное зеркало (50%), 2 – 4 – зеркала (100%), 5 – призма.

поэтому измерения велись только на крыльях диаграммы. Как видно, диаграмма асимметрична, и основная масса рассеянных атомов приходится на область небольших импульсов, а по мере роста импульса число рассеянных атомов резко уменьшается. Еще более неожиданные результаты были получены при исследовании частотной характеристики рассеяния. Оказалось, что асимметрия рассеяния меняет величину и знак (направление преимущественного рассеяния) в зависимости от отстройки частоты лазерного излучения от резонанса ( $\Delta$ ), и эти изменения носят осцилляционный характер [1]. Было также установлено [1 – 3], что период осцилляций является функцией временной задержки между встречными импульсами и не зависит от напряженности поля, структуры спектральной линии лазерного излучения и других важных параметров атома и поля. Характерная периодичность осцилляций соответствовала расстройкам  $\sim 10$  ГГц при временной задержке  $\sim 10^{-10}$  сек. Таким образом, диаграмма рассеяния, полученная в эксперименте, отличается от теоретической, во-первых, своей асимметричной формой, во-вторых, видом функции распределения рассеянных атомов по приобретенным импульсам.

Для дальнейших исследований асимметрии диаграммы рассеяния в эксперименте был изменен метод формирования поля стоячей световой волны с тем, чтобы можно было менять величину временной задержки в больших пределах и варьировать направление опережающей волны. С этой целью первоначальный пучок лазерного излучения расщеплялся на два, которые затем сводились в области взаимодействия с атомным пучком (рис. 3).

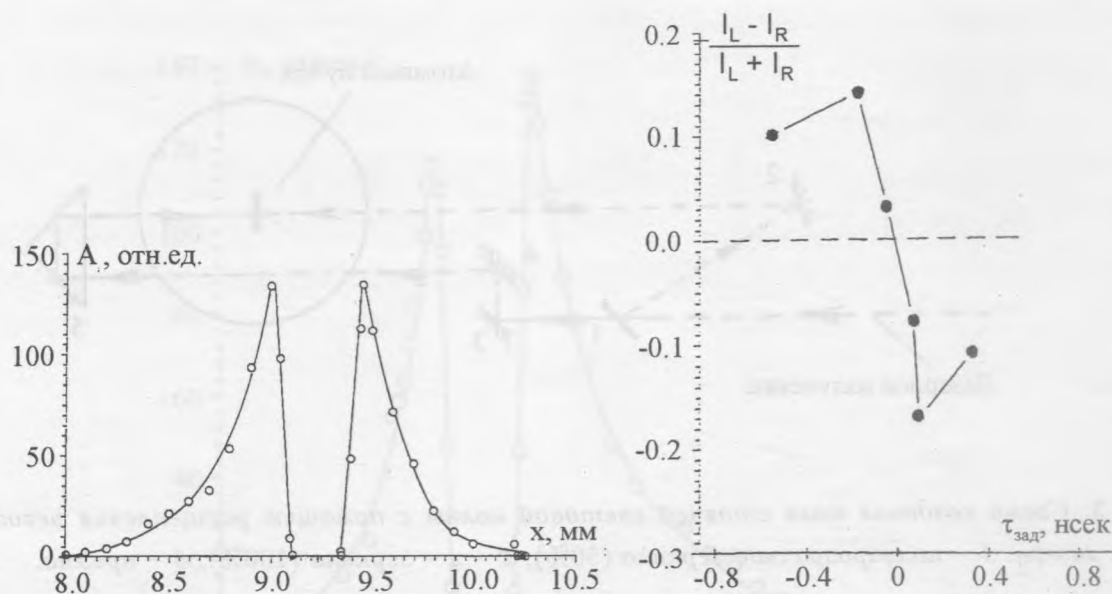


Рис. 4. Диаграмма рассеяния атомов, измеренная в условиях нулевой задержки между встречными световыми импульсами, формирующими поле стоячей световой волны.

Рис. 5. Зависимость величины асимметрии (отношения разности числа рассеянных частиц в крыльях диаграммы к общему числу рассеянных частиц) от величины временной задержки  $\tau$ .

В новой схеме было исследовано, как меняется характер асимметрии диаграммы рассеяния (величина и знак) в зависимости от величины временной задержки и направления опережающей волны. Частота лазерного излучения в этих измерениях не менялась и центр огибающей спектральной линии настраивался на резонанс с  $D_2$ -линией натрия. Оказалось, что при нулевой задержке диаграмма рассеяния симметричная (см. рис. 4), как и следует из теории. Асимметрия возникает, как только появляется задержка одной волны относительно другой. На рис. 5 приведена зависимость величины асимметрии от величины временной задержки. Для оценки величины асимметрии бралось отношение разницы в числе рассеянных частиц в крыльях диаграммы к общему числу рассеянных частиц. Можно видеть, что при смене направления опережающей волны меняется знак асимметрии.

Таким образом, асимметрия в рассеянии возникает, как только между встречными волнами создается временная задержка. При этом направление преимущественного

рассеяния, как показали результаты предыдущих работ [1 – 3] и последних исследований, зависит от отстройки частоты. Из последних измерений, в частности, следует, что при настройке на центр  $D_2$ -линии натрия рассеяние происходит преимущественно в направлении опережающей волны.

В заключение отметим, что вопрос о теоретической интерпретации наблюдаемых эффектов остается, в значительной степени, открытым. В наших экспериментах отстройка от резонанса велика, так что параметр  $T \cdot \Delta \gg 1$ . Это означает, что включение и выключение взаимодействия происходит адиабатически. Предложенный в работах [6] механизм возникновения асимметрии рассеяния основан на мгновенном включении взаимодействия с полем опережающей бегущей волны, которое в течение короткого времени создает когерентную суперпозицию основного и возбужденного состояний. Однако, такой механизм не соответствует условиям эксперимента.

Обсудим качественно другой механизм нарушения адиабатичности, обусловленный спонтанной релаксацией. В экспериментах параметр  $\gamma \cdot T$  ( $\gamma$  – частота спонтанных переходов) составляет величину порядка единицы. Поэтому в условиях сильного насыщения за время взаимодействия происходит по крайней мере один спонтанный переход. Тогда нарушение адиабатичности является следствием случайного характера этого процесса.

Взаимодействие атома с полем двух встречных волн имеет вид

$$V(x, t) = dE_0/2\hbar[f(t + \tau/2)\exp(ikx) + f(t - \tau/2)\exp(-ikx)] \quad (1)$$

с временными огибающими импульсов, например, гауссовской формы  $f(t) = \exp(-t^2/T^2)$ . Атом, первоначально находившийся в основном состоянии, приобретает импульс под действием градиентной силы  $F(x, t) = -dU/dx$ , где

$$U(x, t) = (\hbar\Delta/2) \cdot \sqrt{1 + (2|V(x, t)|/\Delta)^2}.$$

Из-за малости смещения атомов вдоль оси  $x$  это происходит локально в каждой точке пространства. Таким образом, изменение импульса к моменту времени  $t_0$  имеет вид  $\delta p(x, t_0) = \int_{-\infty}^{t_0} F(x, t) dt$ . Если в случайный момент времени  $t_0$  происходит спонтанный переход, то потенциал атома и действующая сила меняет знак. Поэтому в течение времени  $t_0 < t < \infty$  приращение импульса имеет противоположный знак, так что результирующий приобретенный импульс равен  $\delta p(x, \infty) = \langle \int_{-\infty}^{t_0} F dt - \int_{t_0}^{\infty} F dt \rangle$ , где угловыми скобками обозначено усреднение по случайному моменту времени  $t_0$ . Это рассуждение позволяет, в принципе, качественно объяснить, почему в эксперименте наблюдается заметное

подавление функции распределения в области больших импульсов. Вопрос о роли указанного механизма нарушения адиабатичности в эффекте асимметрии требует более тщательного анализа.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 00-02-16479) и "Федеральной программы ведущих научных школ" (проект 00-15-96676).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Grinchuk V. A., et al. *Laser Physics*, **4**, No. 5, 975 (1994).
- [2] Гринчук В. А. и др. *Квантовая электроника*, **21**, (4), 314 (1994).
- [3] Руabenко G. A., et al. *Laser Physics*, **6**, No. 1, 150 (1996).
- [4] Гринчук В. А. и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, No. 2, 45 (1998).
- [5] Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П. *Механическое действие света на атомы*, М., Наука, 1991.
- [6] Романенко В. И., Яценко Л. П. *Письма в ЖЭТФ*, **63**, в. 12, 920 (1996); Романенко В. И., Яценко Л. П. *ЖЭТФ*, **113**, 563 (1998).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 28 декабря 2000 г.