

## РАССЕЯНИЕ АТОМОВ КОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ СТОЯЧЕЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ<sup>1)</sup>

*В.А.Гринчук, А.П.Казанцев, Е.Ф.Кузин,  
М.Л.Нагаева, Г.А.Рябенко<sup>2)</sup>, Г.И.Сурдутович,  
В.П.Яковлев*

Сообщается о первом наблюдении рассеяния атомов натрия коротким световым импульсом ( $\sim 10^{-8}$  сек) резонансного излучения за счет градиентных сил вынужденного светового давления. В поле  $\sim 10^3$  В/см угол рассеяния порядка 0,01 рад.

---

<sup>1)</sup> Работа докладывалась на VII Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь, 1981 г.

<sup>2)</sup> В предыдущих статьях под фамилией Делоне Г.А.

Дифракционное рассеяние электронов на стоячей световой волне (эффект Капицы — Дирака) было обнаружено в мощных лазерных полях и соответствовало рассеянию в первый брэгговский максимум [1, 2].

Возможность рассеяния нейтральных атомов и молекул резонансным полем стоячей волны рассматривалась в [3, 4]. Особенностью вынужденного резонансного светового давления является его многофотонный характер уже в сравнительно слабых полях. Вследствие этого, ограничиваясь рассмотрением огибающей брэгговских пиков, рассеяние частиц можно описать классически с помощью эффективного потенциала атома в поле, который вычислялся в работах [5, 6]. Квантовая теория рассеяния атомов световым полем была развита в [7, 8].

В настоящей работе экспериментально изучается эффективность рассеяния атомов Na стоячей световой волной. Большая величина градиентных сил позволяет использовать короткие световые импульсы с  $\tau \lesssim 10^{-8}$  сек. Так как при этом параметр  $\gamma\tau < 1$  ( $\gamma$  — частота спонтанных переходов), то спонтанное излучение не успевает изменить фазу (знак) дипольного момента атома за время импульса, и флуктуации градиентной силы отсутствуют. В этом случае рассеяние атомов носит когерентный характер [9].

Другой предельный случай — больших  $\gamma\tau$  ( $\sim 10$ ) — наблюдался недавно в работе [10], где исследовалось рассеяние пучка атомов Na в стационарном режиме. Однако здесь существенную роль играют флуктуации градиентной силы и движение атомов частично становится диффузионным [11, 12].

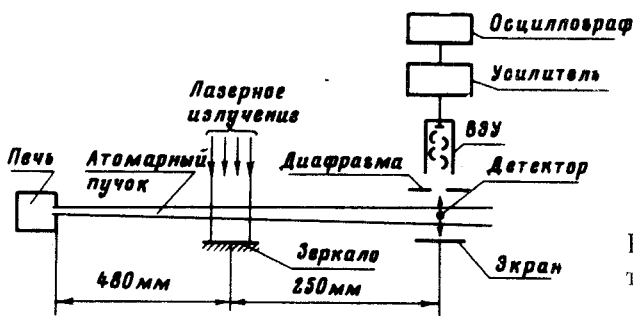


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Схема эксперимента приведена на рис.1. Узкий ленточный пучок атомов натрия (расходимость  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  рад), с плотностью  $\sim 10^8$  см $^{-3}$  взаимодействует с полем стоячей волны, которое формируется при отражении от зеркала лазерного излучения, распространяющегося перпендикулярно к атомному пучку. Для регистрации атомарного пучка применялся специальный детектор, действие которого основано на явлении поверхностной ионизации. Атомы натрия ионизируются на нагретой поверхности вольфрам-рениевой проволочки ( $\varnothing = 125$  мкм), натянутой в плоскости ленты пучка, ускоряются в поле плоского конденсатора и попадают на вторично-электронный умножитель (ВЭУ). Детектор с помощью микрометрического устройства может перемещаться в направлении, перпендикулярном направлению движения пучка. Размер атомарного пучка в области взаимодействия с полем  $0,36 \times 11$  мм $^2$ .

В качестве источника излучения использовался перестраиваемый по частоте лазер на красителе Родамин-6G. Лазер работал в режиме продольных мод, длительность импульса излучения  $t = 8 \cdot 10^{-9}$  сек, ширина линии излучения  $5 \cdot 10^{-2}$  Å. Расстройка резонанса измерялась и контролировалась с помощью спектрографа (дисперсия  $1,5$  Å/мм в области длин волн  $\sim 600$  нм). Расстройка резонанса контролировалась в каждом импульсе лазера.

Поле стоячей волны формировалось с помощью зеркала, стоящего на расстоянии 7 мм от плоскости ленты пучка атомов натрия. При указанной ширине линии излучения длина когерентности в несколько раз превышала расстояние от зеркала до атомного пучка. Диаметр пучка излучения в области пересечения с атомарным пучком был  $\sim 1$  см.

Картина рассеяния с классической точки зрения выглядит следующим образом. Вынужденные переходы приводят к формированию эффективного потенциала атома, который в условиях резонанса (если отвлечься от конечной ширины линии излучения) имеет вид  $U = dE \cos kx$ . Так как поперечный размер атомного пучка много больше длины волны света, половина атомов рассеивается на положительных градиентах этого потенциала, а половина — на отрицательных, что приводит к симметричной диаграмме рассеяния.

При импульсном облучении атомарного пучка натрия часть атомов, попавших в область взаимодействия с полем стоячей волны, приобретают поперечную скорость за счет вынужденного светового давления. За время движения к детектору облученная часть пучка уширяется. В результате число атомов в центре пучка импульсно уменьшается, а на крыльях — увеличивается.

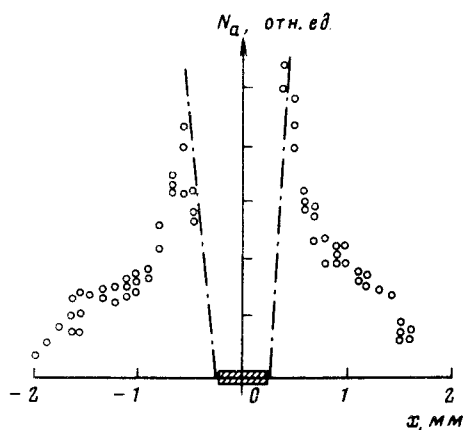


Рис.2. Распределение рассеянных частиц в поперечном сечении атомарного пучка Na

Эксперимент проводился в линейно-поляризованном поле с напряженностью в пучности стоячей волны  $\sim 2 \cdot 10^3$  В/см. Полевое уширение в таком поле  $dE/\hbar = 3,3 \cdot 10^{10}$  сек $^{-1}$  ( $6 \cdot 10^{-3}$  нм) было порядка ширины лазерной линии  $\Gamma = 2,6 \cdot 10^{10}$  сек $^{-1}$  ( $5 \cdot 10^{-3}$  нм). На рис.2 приведена зависимость числа рассеянных частиц от координаты детектора для точного резонанса. Размеры атомного пучка отмечены штриховкой. Сигнал, соответствующий рассеянным частицам, надежно промерен на крыльях атомного пучка. Измерения в центральной области пучка ока-

зались затрудненными из-за нестабильности сигнала и на диаграмме не приведены. Штрих-пунктиром отмечены границы резкого сброса амплитуды за счет изменения полярности сигнала. Характерный угол рассеяния  $\theta \sim 4 \cdot 10^{-3}$  рад, так что угловая расходимость облученного пучка  $2\theta \sim 8 \cdot 10^{-3}$  рад более чем на порядок превышает первоначальную расходимость. Это согласуется с простыми оценками для ожидаемого угла рассеяния

$$\theta = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \sim \frac{dE}{Mv_{\parallel}} kt, \quad (1)$$

где  $v_{\parallel}$  — тепловая скорость атомов в пучке, а  $v_{\perp}$  — поперечная скорость, приобретаемая частицей под действием градиентной силы за время действия импульса. Выражение (1) соответствует приближению малого по сравнению с длиной волны поперечного смещения атомов за время облучения. Это выполняется при  $\Omega t < 1$ , где  $\Omega = k\sqrt{v/M}$  — характерная частота колебаний атома в потенциале  $U(x)$ .

Для  $E = 10^3$  В/см,  $v_{\parallel} = 6 \cdot 10^4$  см/сек и  $t = 8 \cdot 10^{-9}$  сек это дает  $\Omega t \sim 0,5$  и угол рассеяния  $\theta = 6 \cdot 10^{-3}$  рад. Этот угол по порядку величины соответствует экспериментально измеренному. С квантовой точки зрения отклонение на такой угол означает, что атом вынужденно переизлучил из одной волны во встречную бегущую волну примерно 200 фотонов.

В заключение отметим, что экспериментально измеренное рассеяние нейтральных атомов происходит под действием только сил вынужденного светового давления. Показано, что коротким световым импульсом можно отклонять атомы на значительные углы. В данной работе энергия в импульсе была весьма малой ( $< 10^{-5}$  Дж). Поэтому в дальнейшем возможно существенное увеличение углов рассеяния за счет больших энергий в импульсе.

С точки зрения возможных приложений импульсное рассеяние по сравнению со стационарным имеет ряд преимуществ. Для рассеяния атомов можно применять нефокусированные световые пучки, что увеличивает объем взаимодействия атомов с полем. Важно подчеркнуть, что в сильном поле сохраняется резонансный селективный характер рассеяния атомов [3, 4].

Авторы благодарят Г.А.Аскарьяна за интерес к работе и полезные обсуждения.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 августа 1981 г.

### Литература

- [1] Schwarz H. Phys. Lett., A43, 1974, 475.
- [2] Pfeiffer H. Ch. Phys. Lett., A26, 1968, 362.
- [3] Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. Письма в ЖЭТФ, 21, 1975, 346;  
Желнов Б.Л., Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. Квантовая электроника, 4, 1977, 893.

- [4] *Delone G.A., Grinchuk V.A., Kazantsev A.P., Surdutovich G.I. Opt. Comm., 25, 1978, 399; Delone G.A., Grinchuk V.A., Kuzmichev S.D., Nagaeva M.L., Kazantsev A.P., Surdutovich G.I. Opt. Comm., 33, 1980, 149.*
- [5] *Аскаръян Г.А. ЖЭТФ, 42, 1962, 1567.*
- [6] *Казанцев А.П. ЖЭТФ, 66, 1974, 1599.*
- [7] *Cook R.J., Bernhardt A.F. Phys. Rev., A18, 1978, 2533.*
- [8] *Казанцев А.П., Сурдutowич Г.И., Яковлев В.П. Письма в ЖЭТФ, 31, 1980, 542.*
- [9] *Казанцев А.П. УФН, 124, 1978, 113.*
- [10] *Arimondo A., Lew H., Oka T. Phys. Rev. Lett., 43, 1979, 753.*
- [11] *Cook R.J. Phys. Rev., A22, 1980, 1078.*
- [12] *Казанцев А.П., Сурдutowич Г.И., Яковлев В.П. ЖЭТФ, 80, 1981, 541; Appl. Phys., 25, 1981, 165.*
-