

К КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ АТОМОВ СВЕТОМ

А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, В.Н.Яковлев

Изучается квантовая структура в рассеянии резонансных атомов полем стоячей световой волны. Показано, что нечетные брэгговские пики более резко зависят от частоты поля, чем четные. Установливается соответствие с классической теорией рассеяния.

Недавно в работе [1] наблюдалось рассеяние атомов Na полем резонансной стоячей световой волны. Результаты эксперимента согласуются с теорией [2, 3], в которой движение атомов рассматривается классически. Классическое описание пригодно в том случае, когда переданный атому импульс много больше импульса фотона. Получаемая при этом диаграмма рассеяния является огибающей брэгговских пиков.

Однако, эксперимент позволяет также обнаружить и брэгговскую структуру. Так, например, в [4] наблюдалось отклонение атомов Na при поглощении одного фотона в поле бегущей волны.

Описание брэгговской структуры требует квантового рассмотрения, которое проводилось ранее [5] только для строгого резонанса. Картина рассеяния в этом случае оказывается идентичной нерезонансному рассеянию электронов в поле стоячей волны [6]. Чтобы выяснить особенности резонансного рассеяния, нужно рассмотреть конечные расстройки от резонанса. Изучению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

В случае малого времени взаимодействия с полем τ можно пренебречь спонтанным излучением, $\gamma\tau \ll 1$, где γ^{-1} – время жизни возбужденного атома. В резонансном приближении гамильтониан атома имеет вид

$$H = - \frac{(\hbar \nabla)^2}{2M} - \begin{pmatrix} \hbar \Delta & dE(y) \cos kx \\ dE(y) \cos kx & -\hbar \Delta \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое – оператор кинетической энергии атома с массой M , второе слагаемое описывает переходы в стоячей волне, расположенной вдоль оси x , с расстройкой 2Δ . Амплитуда поля медленно зависит от y и отлична от нуля в области размером l , d – дипольный момент перехода. Волновая функция падающих частиц $e^{ipy} \psi_1^{(0)}$ описывает монокинетический пучок атомов в основном состоянии. Задача сводится к нахождению волновой функции атома после прохождения стоячей волны.

В обычных условиях продольный импульс атома $p = Mv$ много больше поперечного. Поэтому волновую функцию можно искать в виде

$$e^{ipy} \begin{pmatrix} \psi_2(x, y) \\ \psi_1(x, y) \end{pmatrix}, \text{ где } \psi_{1,2}(x, y) \text{ – медленные функции координат.}$$

При малых временах взаимодействия с полем, когда

$$(k\tau)^2 dE/M \ll 1 \quad (2)$$

в гамильтониане можно отбросить производные по x , и волновое уравнение принимает вид ($V(y) = dE(y)/\hbar$)

$$iv \frac{\partial \psi}{\partial y} = - \begin{pmatrix} \Delta - V(y) \cos kx \\ V(y) \cos kx - \Delta \end{pmatrix} \psi. \quad (3)$$

Пусть $V(y)$ является прямоугольной функцией, отличной от нуля и равной V_0 при $0 \leq y \leq l$. Тогда при $y > l$ имеем

$$\psi_1(x) = \cos(\Omega(x)\tau) + \frac{i\Delta}{\Omega(x)} \sin(\Omega(x)\tau), \quad (4)$$

$$\psi_2(x) = \frac{iV_0 \cos kx}{\Omega(x)} \sin(\Omega(x)\tau),$$

где $\Omega(x) = [V_0^2 \cos^2 kx + \Delta^2]^{1/2}$ — локальная частота Раби, $\tau = l/v$. Разлагая $\psi_{1,2}(x)$ в ряд Фурье, найдем вероятность W_n иметь атому поперечный импульс $n\hbar k$. Волновая функция атома в основном (возбужденном) состоянии содержит только четные (нечетные) гармоники. В частности, при $\Delta \ll V_0$, $1/\tau$ имеем $W_n = j_n^2(V_0\tau)$, ($j_n(z)$ — функция Бесселя n -порядка) что совпадает с результатом работы [5]. При больших расстройках $\Delta \gg V_0$, $1/\tau$ для четных гармоник $W_{2n} = J_{2n}^2(V_0^2\tau/4\Delta)$, а нечетные гармоники малы по параметру $(V_0/\Delta)^2$. При $V_0\tau \gg 1$ атом рассеивает большое число квантов, порядка $V_0\tau$. Для больших n коэффициенты Фурье можно вычислить методом перевала. При этом перевальная точка определяется из условия

$$p_{\perp}(x) = 2n\hbar k = \pm \tau \hbar \frac{d\Omega(x)}{dx}, \quad (5)$$

которое описывает приращение импульса классической частицы в поле потенциала $\hbar\Omega(x)$. Условие (2) позволяет пренебречь изменением начальной координаты x за малое время пролета. Таким способом находим квазиклассическое распределение

$$W_{2n}, 2n+1 = \frac{1}{2\pi} \left(1 \pm \frac{|\Delta|}{\sqrt{V_0^2 + \Delta^2}} \right) (n_0^2 - n^2)^{-1/2}, \quad (6)$$

$$n_0 = \frac{\tau}{2} (\sqrt{V_0^2 + \Delta^2} - |\Delta|).$$

Корневая функция $(n_0^2 - n^2)^{-1/2}$ соответствует классической функции распределения рассеянных частиц по импульсам $W(p_{\perp})$

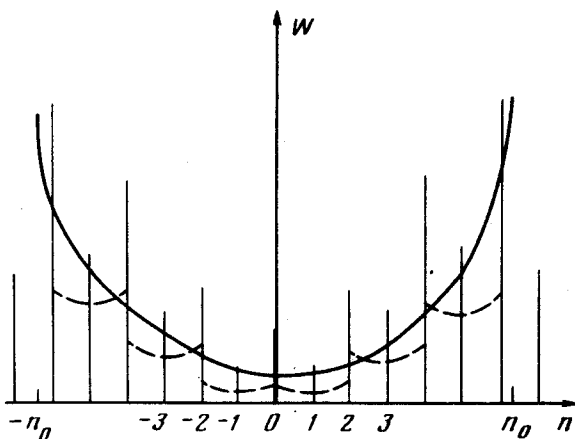
$$W(p_{\perp}) = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} dx \delta(p_{\perp} - p_{\perp}(x))$$

в предположении равномерного распределения начальных координат налетающих частиц по оси x' , что обычно реализуется ввиду малой (по сравнению с апертурой атомного пучка) длины волны света λ . При этом $2\hbar n_0 k$ есть максимальный импульс, набираемый при классическом движении.

Распределения для четных и нечетных пиков (6) пропорциональны вероятностям нахождения атома в нижнем или верхнем квазиэнергетическом состоянии.

Схематически распределение брэгговских пиков показано на рисунке. При произвольных параметрах Δ , V_0 и τ амплитуды этих пиков испытывают осцилляции около своих средних значений, даваемых формулой (5). Сплошная линия изображает классическую функцию распределения, соответствующую $\frac{1}{2}(W_{2n} + W_{2n+1})$.

Когда время пролета рассеянной частицы до детектора T больше γ^{-1} , нечетные пики размываются из-за отдачи при спонтанном излучении. Функция, описывающая размывание δ -образного пика по импульсам, есть $f(\delta p_{\perp}) = \int d\Omega F(\Omega) \delta(\delta p_{\perp} - l_x \hbar k)$, где $F(\Omega)$ — вероятность испускания фотона в направлении Ω с переходом атома в основное состояние. Для линейно поляризованного излучения имеем [7] $f(\delta p_{\perp}) = \frac{3}{8\hbar k} \left[1 + \left(\frac{\delta p_{\perp}}{\hbar k} \right)^2 \right]$. Такое уширение показано на рисунке пунктиром.



Таким образом, при $T\gamma > 1$ дифракционная картина состоит из δ -образных пиков на фоне распределения, размываемого спонтанной релаксацией. Чтобы выяснить как влияет на рассеяние частиц распределение

поля по оси y , рассмотрим модельную зависимость $E(y) = E_0 \text{ch}^{-1}(y/l)$. В этом случае уравнение (3) допускает точное решение [8]. Плавный характер включения поля существенно сказывается только на нечетных максимумах

$$W_{2n+1} = \text{ch}^{-2}(\pi \Delta r) J_{2n+1}^2(\pi V_0 r).$$

При $\Delta r \gg 1$ нечетные пики экспоненциально малы.

В заключение отметим, что тонкая структура в рассеянии резонансных частиц представляет интерес для спектроскопии сверхвысокого разрешения. Так, в слабом поле диаграмма рассеяния содержит два симметричных пика первого порядка, описываемых функцией $f(\delta p_{\perp})$. Амплитуда пиков резонансно зависит от расстройки, ширина резонанса определяется пролетным временем. Этот эффект можно использовать для стабилизации частоты на молекулярных пучках и пучках атомов (например, Са [9, 10]) со слабо разрешенными переходами. Для рассеяния атомов в первый максимум требуются весьма слабые поля. Так, при $r = 3 \cdot 10^{-5}$ сек для рассеяния Са необходимая мощность резонансного поля составляет 10^{-4} Вт/см².

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 марта 1980 г.

Литература

- [1] E. Arimondo, H. Lew, T. Oka. Phys. Rev. Lett., **43**, 753, 1979.
- [2] А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович. Письма в ЖЭТФ, **21**, 346, 1975.
- [3] Г.А.Делоне, В.А.Гринчук, А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович. Optic Comm., **25**, 399, 1978.
- [4] J.L. Pieque, J.L. Vielle. Opt. Comm., **5**, 402, 1972.
- [5] R.J. Cook, A.F. Bernhardt. Phys. Rev., **A18**, 2533, 1978.
- [6] М.В.Федоров. ЖЭТФ, **52**, 1434, 1967.
- [7] L. Mandel. J. Optics, **10**, 51, 1979.
- [8] А.Меликян. Диссертация. Ереван, 1975.
- [9] А.П.Казанцев. УФН, **124**, 113, 1978.
- [10] F. Träger, R. Neumann, J. Kowalski, G. Putlits. Applied Physics, **12**, 19, 1977.