

ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА НЕЛИНЕЙНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ

А.П.Казанцев, Г.И.Сурдугович, В.П.Яковлев

Показано, что пондеромоторное действие света на резонансные атомы с сильными переходами при достаточно больших временах взаимодействия существенно меняет не только величину нелинейного отклика системы, но и его четность как функции расстройки.

Нелинейный отклик газа резонансных атомов обычно связывают с возмущением внутренних степеней свободы. Под действием поля в распределениях частиц по рабочим уровням возникают дырки и пики Беннета, а суммарная функция распределения атомов по скоростям остается равновесной.

В настоящей работе рассматривается другой источник нелинейности, связанный с воздействием светового давления на поступательное движение частиц, что приводит к возмущению функции распределения атомов по скорости m . Влияние эффекта отдачи на оптические характеристики атомов впервые было рассмотрено в работе¹ для случая узких резонансов. Когда энергия отдачи превышает ширину линии $\epsilon_r = \hbar k^2 / 2m \gg \gamma$, лэмбовский провал расщепляется на два симметричных провала. Этот тонкий нелинейный эффект, требующий высокого разрешения ($\gamma/\omega \sim 10^{-10}$), наблюдался экспериментально^{2,3}.

Нас будут интересовать атомы с сильными переходами $\gamma \gg \epsilon_r$ (например, для натрия $\epsilon_r/\gamma \sim 10^{-3}$), когда эффект отдачи проявляется на кинетической стадии взаимодействия резонансного газа с полем. Резонансная зависимость силы светового давления $f(v)$ от скорости приводит к перераспределению (группировке) частиц в пространстве скоростей^{4,5}. Это существенно повлияет на нелинейный отклик, если изменение скорости резонансной частицы $\delta v \sim \tau f/m$ станет порядка ширины резонанса γ/k . Для спонтанного светового давления $f \sim \hbar k \gamma$ такое условие выполняется при $\epsilon_r \tau \gtrsim 1$, т.е. толщина светового луча должна быть достаточно большой $a \gtrsim v_0/\epsilon_r \sim 0,1$ см (v_0 – тепловая скорость). Поскольку число спонтанных переходов γt велико, то нижний рабочий уровень атомов должен быть основным.

Для нахождения восприимчивости $\chi(|E|^2)$ газа в резонансном поле $E(x) \exp(-i\Delta t)$ (Δ – малая отстройка от резонанса) используем обычные уравнения Блоха для матрицы плотности атома и кинетическое уравнение для функции распределения по скоростям $F(v, t)$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{f(v)}{m} F \right] = 0. \quad (1)$$

В этом уравнении учитывается только дрейфовое движение (вдоль светового луча) под действием силы светового давления $f(v)$ и пренебрегается диффузией частиц по скоростям, что возможно для не слишком больших времен взаимодействия $\epsilon_r \tau \ll (\gamma/\epsilon_r)^{3/5}$ ⁵.

Ограничимся случаем слабого искажения равновесной функции распределения $F(v, t) = F_0(v) + F_1(v, t)$, когда F_1 находится по теории возмущений

$$F_1(v, t) = -\frac{\tau}{m} \frac{\partial}{\partial v} \left[f(v) F_0(v) \right], \quad (2)$$

а τ – некоторое эффективное время пролета атомов через световой луч.

1. В случае бегущей волны $E = E_0 \exp(ikx - i\Delta t)$ имеем⁶ $f(v) = \hbar k \gamma w(\Delta - kv)$, где $w(\Delta) = \frac{1}{2} G [4\Delta^2 + \gamma^2 + G]^ {-1}$ – заселенность верхнего уровня, $G = 8(dE_0/\hbar\gamma)^2$ – параметр насыщения. Условие $F_1 \ll F_0$ выполняется, если $\epsilon_r \tau w \ll 1$. При слабом насыщении ($w \ll 1$) выражение (2) можно использовать и при $\epsilon_r \tau \gtrsim 1$.

Используя в качестве F_0 равновесное распределение $n(\sqrt{\pi}v_0)^{-1} \exp[-(v/v_0)^2]$ (n – плотность атомов), получаем следующее выражение для нелинейной восприимчивости $\chi = \chi' +$

+ $i\chi''$ при $|\Delta| \lesssim \Delta_0 = kv_0$:

$$\begin{aligned}\chi'_{\text{нел}} &= \chi_0(\Delta) G \left[\frac{\gamma\Delta}{\Delta_0^2} (1 + \sqrt{1+G})^{-1} + \frac{1}{2} \epsilon_r \tau (1+G)^{-3/2} \right], \\ \chi''_{\text{нел}} &= \chi_0(\Delta) \frac{G}{\sqrt{1+G}} \left[- (1 + \sqrt{1+G})^{-1} + \frac{\gamma\Delta}{2\Delta_0^2} \epsilon_r \tau (1+G)^{-1} \right], \\ \chi_0 &= \frac{\pi d^2}{\hbar k} F_0(\Delta/k).\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь первые слагаемые в квадратных скобках обусловлены обычным эффектом насыщения, а члены, пропорциональные $\epsilon_r \tau$, связаны с группировкой частиц по скоростям. Мы видим, что световое давление меняет четность восприимчивости как функции расстройки: в $\chi'_{\text{нел}}$ появляется четный по Δ вклад, а в $\chi''_{\text{нел}}$ — нечетный. В поглощении этот вклад мал по параметру $\gamma\Delta/\Delta_0^2$, а в реальной части он, напротив, велик по этому параметру. Это легко понять, если учесть, что $\chi'_{\text{нел}}$ определяется производной dF/dv при $v = \Delta/k$. Поэтому, хотя изменение функции распределения мало ($F_1 \ll F_0$), ее производная меняется значительно из-за резонансной зависимости силы от скорости. В интервале расстроек $\gamma\Delta/\Delta_0^2 < G\epsilon_r \tau$ вклад от эффекта отдачи превосходит линейную часть $\chi'_{\text{лин}}$.

2. Особенности в отклике, связанные с эффектом отдачи, можно наблюдать и методом пробного поля по поглощению и сдвигу фазы слабого (встречного) сигнала $E_1 e^{-ikx-i\Delta_1 t}$ в присутствии сильного поля $E_0 e^{ikx-i\Delta t}$. Линейная восприимчивость слабого поля $\chi'_1 + i\chi''_1$, в первом порядке по параметру насыщения сильного поля G имеет вид

$$\begin{aligned}\chi'_1 &= \frac{1}{2} \chi_0(-\Delta_1) \frac{G}{1+\delta^2} \left[\delta + \epsilon_r \tau \frac{\delta^2 - 1}{\delta^2 + 1} \right], \\ \chi''_1 &= -\frac{1}{2} \chi_0(-\Delta_1) \frac{G}{1+\delta^2} \left[1 + 2\epsilon_r \tau \frac{\delta}{\delta^2 + 1} \right], \quad \delta = \frac{\Delta + \Delta_1}{\gamma}\end{aligned}\quad (4)$$

и существенно меняется за счет светового давления сильного поля, если $\epsilon_r \tau \gtrsim 1$ и $|\delta| \lesssim 1$. При больших δ этот вклад быстро уменьшается.

3. Наконец, нелинейная восприимчивость в поле стоячей волны $E_0 \cos kx e^{-i\Delta t}$ вблизи центра линии ($\Delta \ll \Delta_0$) для слабого насыщения имеет вид

$$\begin{aligned}\chi'_{\text{нел}} &= \chi_0(0) \left(\frac{dE_0}{\hbar\gamma} \right)^2 \frac{\delta}{1+\delta^2} \left(1 + \epsilon_r \tau \delta \frac{\delta^2 + 3}{\delta^2 + 1} \right), \\ \chi''_{\text{нел}} &= -\chi_0(0) \left(\frac{dE_0}{\hbar\gamma} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{1+\delta^2} + \epsilon_r \tau \frac{2\delta}{(1+\delta^2)^2} \right], \quad \delta = 2\Delta/\gamma.\end{aligned}\quad (5)$$

В стоячей волне сила трения $f(v)$ при $\delta > 0$ ускоряет атомы. Доля резонансных частиц при этом уменьшается, что приводит к дополнительному просветлению системы. При $\delta < 0$ происходит торможение частиц и доля медленных частиц увеличивается. Поэтому вклад от светового давления противоположен по знаку эффекту насыщения. В частности при $\delta < 0$ и $\epsilon_r \tau \gtrsim 1$ знак $\chi'_{\text{нел}}$ изменяется. Отметим, что влияние светового давления на нелинейное поглощение стоячей волны обсуждалось в ^{7,8}.

Таким образом, влияние светового давления на нелинейные оптические свойства атомов с сильными переходами становится существенным при $\epsilon_r \tau \gtrsim 1$. При этом меняется не только величина восприимчивости $\chi_{\text{нел}}$, но и ее четность как функции расстройки. Для наблюдения этих эффектов в оптическом диапазоне частот требуются световые лучи с толщиной $\gtrsim 0,1 \div 1 \text{ см}$. Кроме того, должны конечно отсутствовать процессы типа оптической накачки, нарушающие циклическость взаимодействия атомов на рабочем переходе с полем. Поскольку в этих условиях нет ничего необычного для нелинейной спектроскопии, возможно, что эффект све-

тowego давления и наблюдался экспериментально. Так в структуре нелинейных резонансов в парах щелочных металлов в работе [1] была обнаружена небольшая частотная асимметрия. Возможно, что она связана с проявлением светового давления, так как оба указанных условия — широкие лучи и замкнутость перехода — были выполнены.

Авторы благодарят В.Л.Величанского и В.А.Саутенкова за полезное обсуждение.

Литература

1. Кольченко А.П., Раутян С.Г., Соколовский Р.И. ЖЭТФ, 1968, 55, 1864.
2. Hall J.L., Borde C.J., Jehara K. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 1339.
3. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М.: "Наука", 1977.
4. Казанцев А.П. ЖЭТФ, 1974, 66, 1599.
5. Краснов И.В., Шапарев Н.Я. ЖЭТФ, 1979, 77, 899.
6. Ashkin A. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 156.
7. Коганов Г.А. Диссертация, Томск, 1983.
8. Kazantsev A.P., Ryabenko G.A., Surdutovich G.I., Yakovlev V.P. Phys. Rep., 1985, 129, 75.
9. Akulshin A.M., Velichanski V.L., Zverkov M.V., Zibrov A.S., Nikitin V.V., Sautenkov V.A., Yurkin E.K., Ochotnikov O.G. Preprint 99, P.N. Lebedev Physical Institute, Moscow, 1985.

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

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
21 января 1986 г.