Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.4, стр. 193 – 196 *20 августа 1981 г.*

НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНС В ГАЗАХ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ, НЕ ПОДВЕРЖЕННЫЙ ПРОЛЕТНОМУ УШИРЕНИЮ

А.М.Шалагин

Показано, что резонансы нелинейного поглощения высших порядков по интенсивности излучения не испытывают пролетного уширения (уширения, связанного с конечным временем пребывания поглощающей частицы в световом пучке). Этот эффект связан с возрастанием роли медленных частиц при увеличении степени нелинейности взаимодействия. Начиная уже с третьего порядка по интенсивности, ширина нелинейных резонансов остается ударной при сколь угодно низком давлении.

Для задач нелинейной спектроскопии сверхвысокого разрешения, в частности, для создания лазеров с высокостабилизированной частотой излучения требуется получение максимально узких нелинейных резонансов. С этой целью используются долгоживущие атомные или молекулярные системы в условиях низкого давления. Понижение давления диктуется необходимостью уменьшения ударного уширения. К сожалению, неограниченного сужения нелинейного резонанса понижением давления добиться невозможно в силу того, что начинают играть роль так называемые эффекты пролетного уширения, обусловленные конечным временем пребывания частицы в световом пучке. В настоящее время именно этот фактор сдерживает дальнейший прогресс в экспериментальном получении сверхузких нелинейных резонансов [1 – 3].

В работах [4,5] показано, что в "пролетных" условиях аномально большую роль играют медленные частицы, вследствие чего для некоторых систем ширина нелинейного резонанса остается ударной (Γ) и пролетное уширение почти не сказывается. Однако в обычно используемых системах (поглощение из основного состояния молекул) и в обычных конструкциях установок влияние пролетного уширения все еще велико и для его уменьшения предпринимаются или предлагаются различные меры: увеличение диаметра светового пучка с помощью телескопических систем [2, 3], использование пространственно разнесенных световых пучков [6], молекулярного пучка, коллинеарного световому [7]. Все эти меры связаны с большими техническими трудностями и, кроме того, не приводят к полному исключению пролетного уширения.

Обратим теперь внимание на следующее обстоятельство. Исторически сложилось так, что главное внимание при теоретическом анализе уделялось нелинейному резонансу низшего порядка по интенсивности излучения. При обычных способах регистрации в условиях незначительного полевого уширения именно этот резонанс дает главный вклад. Оказывается, однако, что для нелинейных резонансов всех более высоких порядков проблемы пролетного уширения не существует вовсе, благодаря эффекту медленных частиц.

Напомним [5], что эффект медленных частиц обусловлен инерционностью атомного осциллятора: быстрые частицы пролетают световой

пучок, не успев "раскачаться" и взаимодействуют с полем существенно слабее, чем медленные. Очевидно, что инерционность взаимодействия тем выше, чем выше степень нелинейности. Это приводит к уменьшению эффективного интервала скоростей частиц, дающих вклад в соответствующий нелинейный резонанс. Фактически уже для нелинейного резонанса третьего порядка по интенсивности стоячей волны эффективный интервал "поперечных" скоростей оказывается $\sim \Gamma a$ (a – радиус светового пучка) чему соответствует ширина резонанса $\sim \Gamma$.

Получим аналитическое выражение для резонанса третьего порядка. Предполагаем взаимодействие частиц со стоячей монохроматической волной частоты ω. Распределение интенсивности в световом пучке радиуса a считаем однородным. Для вероятности поглощения $p(v,u;x,y)$ частицами с продольной (v) и поперечной (u) скоростями в точке с поперечными координатами x, y можно получить следующее выражение [8]:

$$p(v,u;x,y) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\lambda-i\infty}^{\lambda+i\infty} e^{s(x+x_0)}\, p(v,u;s,y)\, ds, \quad x_0 = \sqrt{a^2-y^2};$$

$$p(v,u;s,y) = \frac{|G|^2}{4} W(v,u)\frac{Y(us)}{s}\left\{1+\frac{|G|^2}{4}Y(us)\left[\frac{1}{\Gamma_m+us}+\frac{1}{\Gamma_n+us}\right]\right\}^{-1}, \tag{1}$$

$$Y(us) = 2(\Gamma+us)\left[\frac{1}{(\Gamma+us)^2+(\Omega-kv)^2}+\frac{1}{(\Gamma+us)^2+(\Omega+kv)^2}\right],$$

$$G = Ed_{mn}/2\hbar, \quad W(v,u) = \frac{2u}{\sqrt{\pi}\,v^3}\exp\left[-(v^2+u^2)/v^2\right].$$

Здесь использовано преобразование Лапласа по переменной x; ось x направлена вдоль поперечной скорости; E – амплитуда электрического поля волны; d_{mn} – матричный элемент дипольного момента; Γ_m, Γ_n – константы релаксации уровней m, n.

В выражении $p(v,u;s,y)$ отчетливо прослеживается увеличение роли медленных частиц (возникновение дополнительных степеней комбинации us в знаменателе) при переходе от низших к высшим порядкам в разложении по степеням $|G|^2$. Вычислим среднюю по скоростям и по поперечному сечению пучка вероятность поглощения

$$p = \frac{1}{\pi a^2}\int_{-\infty}^{\infty} dv \int_0^{\infty} du \int_{-a}^{a} dy \int_{-x_0}^{x_0} dx\, p(v,u;x,y). \tag{2}$$

Полагая ради простоты $\Gamma = \Gamma_m = \Gamma_n$, в существенно "пролетной" ситуации ($\Gamma\bar{\tau} \equiv \Gamma a/\bar{v} << 1$) имеем:

$$p = \frac{|G|^2\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{-(\Omega/k\bar{v})^2}[1 - \beta(\Omega)\kappa + \gamma(\Omega)\kappa^2], \quad \kappa = |G|^2/\Gamma^2,$$

$$\beta(\Omega) = \frac{1}{2}(\Gamma\bar{\tau})^2\left[\ln\frac{1}{\Gamma\bar{\tau}} + \ln\frac{1}{\bar{\tau}\sqrt{\Gamma^2+\Omega^2}}\right], \tag{3}$$

$$\gamma(\Omega) = \frac{3}{16}(\Gamma\bar{\tau})^2\left[\frac{1}{3} + \frac{\Gamma^2}{\Omega^2}\ln\left(1+\frac{\Omega^2}{\Gamma^2}\right)\right].$$

Величину κ называют параметром насыщения. Выражение (3) для p в отсутствие члена, пропорционального $\gamma(\Omega)$, получено ранее в [5]. Полуширина δ_1 нелинейного резонанса, описываемого функцией $\beta(\Omega)$, есть $\delta_1 = \sqrt{\Gamma/\bar{\tau}}$, т.е. еще вполне чувствительна к среднему времени пролета пучка ($\bar{\tau}$). Нелинейный резонанс следующего порядка, описываемый функцией $\gamma(\Omega)$ имеет полуширину $\delta_2 \cong 1{,}3\,\Gamma$, определяемую целиком ударным уширением, в соответствии с качественными соображениями, приведенными выше. Очевидно, что ширины нелинейных резонансов еще более высоких порядков также обусловлены величиной Γ.

Таким образом, мы показали, что нелинейные резонансы высших порядков действительно не подвержены пролетному уширению. Естественно встает вопрос о возможности экспериментальной регистрации таких резонансов. В случае внешней поглощающей ячейки регистрация нелинейных резонансов высших порядков уже осуществлялась [9]. Для лазера с внутренней нелинейной поглощающей ячейкой выделение резонансов высших порядков тоже можно легко осуществить. Условие стационарной генерации выглядит следующим образом:

$$\tilde{\alpha}|G|^2[1 - \tilde{\beta}(\Omega)\kappa - \gamma(\Omega)\kappa^2] = R|G|^2. \tag{4}$$

Здесь $\tilde{\alpha}$ – коэффициент усиления с учетом потерь в поглощающей ячейке; R – коэффициент потерь, связанных с выходом излучения из резонатора; в $\tilde{\beta}(\Omega)$ включены характеристики как усиливающей, так и поглощающей сред; $\gamma(\Omega)$ обусловлена только поглощающей ячейкой. При малом параметре насыщения из (4) следует

$$\kappa = \frac{\tilde{\alpha} - R}{\tilde{\alpha}\tilde{\beta}(\Omega)} - \frac{\gamma(\Omega)}{\tilde{\beta}(\Omega)}\left[\frac{\tilde{\alpha} - R}{\tilde{\alpha}\tilde{\beta}(\Omega)}\right]^2, \tag{5}$$

где κ характеризует мощность генерации. При синусоидальной модуляции коэффициента потерь R сигнал на второй гармонике в мощности генерации пропорционален величине $\gamma(\Omega)$. Таким образом, регистрируя сигнал на второй гармонике, можно дискриминировать нелинейный резонанс низшего порядка. Описанный способ является одним из вариантов экспериментального выделения нелинейных резонансов высших по-

рядков, т.е. получения резонанса, не подверженного пролетному уширению.

Институт автоматики
и электрометрии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
30 июня 1981 г.

Литература

[1] Летохов В.С., Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М., изд. Наука, 1975.

[2] Borde C., Hall J.L. Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, 1101.

[3] Багаев С.Н., Василенко Л.С., Гольдорт В.Г., Дмитриев А.К., Дычков А.С. Квантовая электроника. 1977, **4**, 1163.

[4] Раутиан С.Г., Шалагин А.М. Письма в ЖЭТФ, 1969, **9**, 686.

[5] Раутиан С.Г., Шалагин А.М. ЖЭТФ, 1970, **58**, 962.

[6] Летохов В.С., Павлик Б.Д. Оптика и спектроскопия. 1972, **32**, 856; Chebotayev V.P. Appl. Phys., 1978, **15**, 219.

[7] Багаев С.Н., Чеботаев В.П. Письма в ЖЭТФ, 1978, **16**, 614.

[8] Шалагин А.М. Кандидатская диссертация. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1973.

[9] Раутиан С.Г., Сапрыкин Э.Г., Сорокин В.А., Шалагин А.М. Квантовая электроника. 1980, **7**, 1354.