

АДИАБАТИЧЕСКАЯ ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ И НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА УСКОРЯЕМЫМИ АТОМАМИ

Ф.Ф.Барышников, В.С.Лисица, С.А.Сухин

Рассмотрены новые нелинейные эффекты в поглощении мощного излучения ускоряемыми атомами или ионами, приводящие к резкой зависимости поглощения и населенностей от параметра $\delta = |d_{12}E_0|^2/\hbar^2ka$ (где d_{12} — дипольный момент перехода, k — волновой вектор, a — ус-¹корение). Рассмотренные эффекты существенны в кинетике ионных лазеров.

Нелинейные эффекты в спектрах ускоряемых атомов рассматривались в работах [1 — 3] в рамках теории возмущений по величине поля E_0 с одновременным учетом релаксации уровней γ . В данной статье мы рассмотрим эффект в пренебрежении релаксацией, т. е. при достаточно малой величине параметра γ ¹⁾, однако при произвольной величине поля E_0 .

Исходим из стандартных уравнений для элементов матрицы плотности двухуровневой системы [3], считая задачу стационарной и однородной в пространстве. Легко убедиться, что эти уравнения эквивалент-

¹⁾ Более полное рассмотрение показывает, что учет γ приводит лишь к усложнению спектральной зависимости, не меняя качественных выводов. Ислагаемый ниже случай отвечает критерию $\gamma |d_{12}E_0|/\hbar ka \ll 1$.

ны следующей системе уравнений для амплитуд b_1, b_2 системы:

$$\left. \begin{aligned} ia \frac{\partial b_1}{\partial v} &= (kv - \Delta\omega) b_1 + V b_2 \\ ia \frac{\partial b_2}{\partial v} &= V b_1 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь v — скорость атома, $\Delta\omega = \omega - \omega_{12}$ расстройка частоты лазерного излучения ω относительно частоты атомного перехода ω_{12} , $V \equiv d_{12} E_0 / \hbar$.

Система (1) решается при начальном условии $b_2(v = v_0) = 0$ с последующим усреднением по максвелловскому распределению $f(v_0)$ начальных скоростей v_0 .

Из (1) видна полная аналогия задачи с теорией неадиабатических переходов Ландау — Зинера ([4] гл. 19), а именно: роль временных производных играют производные по v , а роль линейно меняющихся термов — доплеровские сдвиги частоты kv .

Решения системы $b_2(v_0, \infty)$, определяющие вероятность перехода $W_{12}(v_0) = |b_2(v_0, \infty)|^2$, выражаются, как известно [4], через функции параболического цилиндра. Их исследование показывает, что величина $W_{12}(v_0)$ как функция v_0 обладает резким скачком в точке $v_0 = v_\omega \equiv \Delta\omega/k$ (точке "пересечения термов"), эффективная ширина которого Δv равна: $\Delta v \approx \max\{V/k, \sqrt{a/k}\}$.

Запишем выражение для поглощаемой мощности (см. [3]):

$$P(\omega) = Q \hbar \omega \int_{-\infty}^{\infty} dv_0 W_{12}(v_0) f(v_0), \quad (2)$$

где Q — накачка на уровень 1.

Предполагая, что тепловая скорость атомов v_T удовлетворяет условию $v_T \gg \Delta v$, и пользуясь резкостью скачка функции $W_{12}(v_0)$, получим:

$$P(\omega) = Q \hbar \omega \Phi\left(\frac{\Delta\omega}{k}\right) |b_2(-\infty, +\infty)|^2, \quad (3)$$

где

$$\Phi(v) = \int_{-\infty}^v f(v) dv.$$

Используя затем известное выражение для вероятности неадиабатических переходов в модели Ландау — Зинера: $|b_2(-\infty, +\infty)|^2 = 1 - e^{-2\pi\delta}$, окончательно, получаем

$$P(\omega) = Q \hbar \omega \Phi\left(\frac{\Delta\omega}{k}\right) [1 - \exp(-2\pi V^2/ka)]. \quad (4)$$

Физический смысл (4) очевиден: в поглощении участвуют лишь те частицы, скорость которых в момент возбуждения меньше резонансной скорости $v_\omega \equiv \Delta\omega/k$; множитель $\Phi(\Delta\omega/k)$ определяет статистичес-

кий вес этих частиц, а множитель $1 - e^{-2\pi\delta}$ — вероятность поглощения при прохождении "точки пересечения" v_{ω} .

Функция Φ в (4) не зависит от релаксации γ , если при движении системы от точки v_0 к точке v_{ω} релаксация не существенна, что отвечает условию $\frac{a}{\gamma v_T} \gg 1$. В противном случае в формуле (4) лишь услож-

няется вид распределения $\Phi(\Delta\omega/k, \gamma)$. Отметим, что локализация перехода в резонансной точке $kv = \Delta\omega$, отвечающая структуре формулы (4), требует большой величины "индекса модуляции" [5], что в рассматриваемом случае сводится к условию $kv^2_T/a \gg 1$, легко выполняющемуся на практике.

При $V^2/ka \ll 1$ формула (4) совпадает с приведенной в [3], § 21, если в последней устремить релаксацию к нулю.

При $V^2/ka \gtrsim 1$ эффект поглощения существенно нелинеен.

Еще один интересный вывод следует из поведения средней вероятности W_{12} пребывания на уровне 2:

$$\langle W_{12}(v_0, v) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dv_0 f(v_0) \gamma \int_{v_0}^{\infty} \frac{dv}{a} |b_2(v_0, v)|^2 \approx \phi\left(\frac{\Delta\omega}{kv_T}\right) (1 - e^{-2\pi\delta}). \quad (5)$$

Видно, что при $\Delta\omega \gtrsim kv_T$ и $2\pi V^2/ka \gtrsim 1$ эта вероятность стремится к единице¹⁾, т. е. атом первоначально находившийся в состоянии 1 оказывается целиком в незаполненном состоянии 2. Состояние 1 при этом опустошается. Указанный эффект естественно назвать адиабатической инверсией населенностей. Действительно, в соответствии с картиной термов в модели Ландау — Зинера при большом V система движется по "адиабатическим" термам, что отвечает переходам с вероятностью 1 между исходными ("диабатическими") термами, отвечающими уравням 1 и 2 исходного атома.

Рассмотренные эффекты представляют непосредственный интерес для кинетики ионных лазеров. Действительно, в соответствии со сказанным, они проявляются при $V^2/ka \gtrsim 1$ и при $\gamma V/ka \lesssim 1$; полагая в нелинейной области $V \sim \sqrt{ka}$ приходим к условию $\gamma^2/ka \lesssim 1$. Этот параметр, например, для аргонового лазера, согласно оценкам [1], составляет величину 1/3.

В заключение отметим, что для ускорения ионов во внешнем электрическом поле рассмотренные выше эффекты обладают резкой (экспоненциальной) зависимостью от массы ионов.

¹⁾ Расходимость интеграла по v , следующая из поведения функции $|b_2(v_0, v)|^2$, при $v \rightarrow \infty$, в действительности не существенна, поскольку при учете γ интеграл обрезается при $v_{max} \sim a/\gamma$. Существенно лишь чтобы было выполнено условие $v_{max} \gg \Delta v$, сводящееся при $V^2/ka \gg 1$ к указанному выше условию $\gamma V/ka \ll 1$.

Авторы глубоко благодарны В.А.Алексееву, И.И.Собельману, А.М.Шалагину и Е.А.Юкову за ценные обсуждения.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
24 декабря 1980 г.

Литература

- [1] А.П.Кольченко, Г.И.Смирнов. ЖЭТФ, 71, 925, 1976.
 - [2] С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов. ЖЭТФ, 74, 1295, 1978.
 - [3] С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов, А.М.Шалагин. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул, Новосибирск, изд. Наука, 1979.
 - [4] Н.Мотт, Г.Месси. Теория атомных столкновений, М., изд. Мир, 1969.
 - [5] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров, Физматгиз, 1963.
-