УДК 539.186

УШИРЕНИЕ ЛЭМБОВСКОГО ПРОВАЛА ПРИ УПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ГАЗАХ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

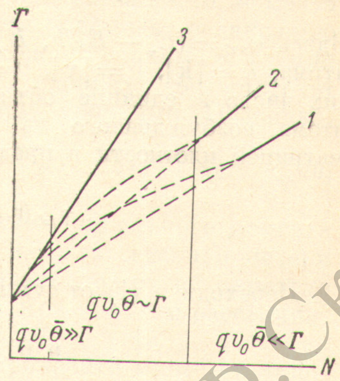
Е. В. Бакланов

Найден коэффициент поглощения поля стоячей волны в газе при упругих столкновениях. При рассеянии без сбоя фазы ширина лэмбовского провала нелинейно зависит от концентрации рассеивающих центров и определяется характерным углом, на который происходит рассеяние. При малых и больших концентрациях эта зависимость линейна, причем наклоны в указанных областях различны и определяются полными сечениями упругого и неупругого рассеяния на уровнях.

Недавно сообщалось о новых особенностях в поведении лэмбовского провала в молекулярных газах низкого давления — нелинейной зависимости его ширины и сдвига [1, 2]. Указанные особенности оказались очень интересными с точки зрения их приложений. Измеренная в [1] нелинейная зависимость ширины провала от давления позволила определить полное сечение упругого рассеяния метана на метане, а также такую характеристику дифференциального сечения, как характерный угол θ, на который происходит рассеяние. Аномально малое значение сдвига центра лэмбовского провала в области очень низких давлений, обнаруженное в [2], позволяет достичь высокой воспроизводимости частоты оптических квантовых генераторов. В связи с этим представляет интерес теоретическое рассмотрение этого вопроса.

Выражение для коэффициента поглощения поля стоячей волны в газе без учета столкновений было получено Лэмбом [3]. Модель сильных столкновений [4, 5], которая учитывает рассеяние атомов на углы порядка π, дает линейную зависимость ширины лэмбовского провала от давления. При анализе вклада от рассеяния на малые углы в [6] учитывался сдвиг фазы при столкновении, но пренебрегалось изменение скорости. В этом случае ширина лэмбовского провала может быть выражена через амплитуды упругого рассеяния на верхнем и нижнем уровнях [7]. Рассеяние на малые углы приближенно рассматривалось в рамках модели слабых столкновений [5]. В [8] рассмотрено влияние таких столкновений на распределение атомов по скоростям, находящихся во внешнем электромагнитном поле, с учетом интегралов столкновений в диагональных элементах матрицы плотности. Член прихода в недиагональном элементе матрицы плотности опущен, так как рассмотрен случай полного сбоя фазы при столкновении. При переходе к газам низкого давления ($\lesssim 1$ мтор), как следует из эксперимента и его качественного рассмотрения [1], теория [6–8] оказывается недостаточной. Рассеяние в этом случае в основном происходит без сбоя фазы. Ширина лэмбовского провала становится порядка $10 \div 100$ кгц (при давлении 1 тор — $10 \div 100$ Мгц) и оказывается сравнимой с допплеровским смещением частоты излучения при столкновении. Возможен случай, когда столкновения с рассеянием на малые углы выводят атом из области резонансного взаимодействия с полем, т. е. по своему проявлению аналогичны «сильным» столкновениям.

В этой работе решается задача об ударном уширении лэмбовского провала в газах низкого давления при наличии упругого и неупругого каналов рассеяния. Найденная нелинейная зависимость уширения от давления (см. рисунок) соответствует зависимости, которая наблюдалась в эксперименте [1]. В основу нашего рассмотрения положено уравнение [9] для матрицы плотности атома в газе рассеивающих центров, которое записывается в представлении Вигнера. В этом представлении оно имеет вид уравнения Больцмана для примеси в основном газе, обобщенного на систему с двумя невырожденными уровнями. Газокинетический подход, развитый при выводе этого уравнения, позволяет выразить в этом уравнении члены ухода и прихода через точные амплитуды рассеяния на обоих уровнях. Существенным по сравнению с обычным



Зависимость уширения лэмбовского провала от концентрации рассеивающих центров.

1 — сбоя фазы при рассеянии нет, *2* — частичный сбой фазы, *3* — полный сбой фазы.

уравнением Больцмана является то обстоятельство, что мы имеем дело с возбужденными уровнями. При этом возникают три характерных времени: время жизни возбужденного атома τ, время фазовой памяти $\tau_ф$ и время свободного пробега между соударениями T. Для обычного уравнения Больцмана параметр τ/T обращается в бесконечность, так как частица живет бесконечно долго. Когда атом возбужден в газе низкого давления, то возможен случай, когда $\tau/T \ll 1$. Учет сохранения фазовой памяти при столкновении приводит к появлению параметра $\tau_ф/T$. Следует отметить, что ситуация, при которой рассеяние молекулы происходит без сбоя фазы между двумя колебательными уровнями, по-видимому, типична для столкновения молекул.

Кинетическое уравнение

Свободный атом (молекула) описывается с помощью волновой функции $\psi(\mathbf{r}, \xi)$, где $\mathbf{r}$ — координата центра инерции, а ξ — совокупность координат, описывающих внутренние степени свободы. Так как оператор дипольного момента $\mathbf{d}(\xi)$ не зависит от $\mathbf{r}$, то поляризация (среднее значение дипольного момента единицы объема) есть

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}) = \int \psi^*(\mathbf{r}, \xi)\, \mathbf{d}(\xi)\, \psi(\mathbf{r}, \xi)\, d\xi,$$

где интегрирование ведется по всем внутренним степеням свободы. Разложим $\psi(\mathbf{r}, \xi)$ по собственным функциям атома $\psi_{\nu\mathbf{k}}(\mathbf{r}, \xi) = (\varphi_\nu(\xi)/\sqrt{V})\, e^{i\mathbf{kr}}$ ($\nu = m, n$, индексы m и n относятся к верхнему и нижнему уровням соответственно, $\mathbf{k}$ — волновой вектор частицы, V — объем системы).

Переходя к описанию системы с помощью матрицы плотности $a_{\nu\mathbf{k}} a^*_{\nu'\mathbf{k}'} \to \rho_{\nu\mathbf{k},\, \nu'\mathbf{k}'}$, получим

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{d}_{nm}}{V} \sum_{\mathbf{kk}'} \rho_{m\mathbf{k},\, n\mathbf{k}'}\, e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}}, \qquad (1)$$

где

$$\mathbf{d}_{nm} = \int d\xi\, \varphi_n^*(\xi)\, \mathbf{d}(\xi)\, \varphi_m(\xi).$$

Уравнение для $\rho_{\nu\mathbf{k},\, \nu'\mathbf{k}'}$ в газокинетическом приближении получено в [9]. Мы приведем его здесь с учетом лишь упругих столкновений в газе рассеивающих центров, которые для простоты будем считать неподвижными и не имеющими внутренней структуры

$$\frac{d}{dt}\rho_{\nu\mathbf{k},\,\nu'\mathbf{k}'}+i\left(\omega_{\nu\nu'}+E_{\mathbf{k}}-E_{\mathbf{k}'}\right)\rho_{\nu\mathbf{k},\,\nu'\mathbf{k}'}=-iNv\frac{2\pi}{k}\left[f_{\nu}^{*}(\mathbf{k},\,\mathbf{k})-f_{\nu'}(\mathbf{k}',\,\mathbf{k}')\right]\rho_{\nu\mathbf{k},\,\nu'\mathbf{k}'}+$$
$$+N\hbar^{3}M^{-2}\int d^{3}q f_{\nu}^{*}(\mathbf{k},\,\mathbf{q})\,f_{\nu'}(\mathbf{q}-\mathbf{k}+\mathbf{k}',\,\mathbf{k}')\,\delta\left(E_{\mathbf{k}}-E_{\mathbf{q}}\right)\rho_{\nu\mathbf{q},\,\nu'\mathbf{q}-\mathbf{k}+\mathbf{k}'}. \qquad (2)$$

Здесь $\omega_{\nu\nu'}=(E_{\nu}-E_{\nu'}/\hbar$, E_{ν} — энергия уровня ν, $E_{\mathbf{k}}=\hbar^2k^2/2M$, M — масса атома, $k=|\mathbf{k}|$, $v=|\mathbf{v}|$, $v=\hbar k/M$, N — плотность рассеивающих центров (их число в единице объема), $f_{\nu}(\mathbf{k},\,\mathbf{k}')$ — амплитуда упругого рассеяния атома, возбужденного на уровне ν. В дальнейшем удобно пользоваться матрицей плотности в представлении Вигнера

$$\rho_{\nu\nu'}(\mathbf{r},t,\mathbf{v})=\left(\frac{M}{2\pi\hbar}\right)^{3}\sum_{\chi}\rho_{\nu\mathbf{k},\,\nu'\mathbf{k}-\chi}e^{i\chi\mathbf{r}}. \qquad (3)$$

Переходя в (1) от суммы по $\mathbf{k}$ к интегралу $(1/V)\sum_{\mathbf{k}}(1/(2\pi))^{3}\int d^{3}k$, имеем

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}t)=\mathbf{d}_{nm}\int d^{3}v\rho_{mn}(\mathbf{r},\,t,\,\mathbf{v})+\text{к. с.} \qquad (4)$$

Из (3) видно, что $1/|\chi|$ характерный размер пространственной неоднородности $\rho_{\nu\nu'}(\mathbf{r},t,\mathbf{v})$. Во внешнем электромагнитном поле χ — волновой вектор этого поля. Полагая в (2) $\mathbf{k}'=\mathbf{k}-\chi$ и считая $|\mathbf{k}|\gg|\chi|$, получим уравнение для $\rho_{\nu\nu'}(\mathbf{r},t,\mathbf{v})$, которое по существу является уравнением Больцмана, обобщенным на двухуровневую систему

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+i\omega_{\nu\nu'}\right)\rho_{\nu\nu'}(\mathbf{r},t,\mathbf{v})=-Nvi\frac{2\pi}{k}\left[f_{\nu}^{*}(\mathbf{v},\,\mathbf{v})-f_{\nu'}(\mathbf{v},\,\mathbf{v})\right]\rho_{\nu\nu'}(\mathbf{r},\,t,\,\mathbf{v})+$$
$$+2N\int d^{3}v_{1}f_{\nu}^{*}(\mathbf{v},\,\mathbf{v}_{1})\,f_{\nu'}(\mathbf{v},\,\mathbf{v}_{1})\,\delta\left(v^{2}-v_{1}^{2}\right)\rho_{\nu\nu'}(\mathbf{r},\,t,\,\mathbf{v}_{1}). \qquad (5)$$

С учетом констант релаксации уровней (5) можно переписать

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+\gamma_{\nu}\right)\rho_{\nu\nu}&=-Nv\sigma_{\nu}\rho_{\nu\nu}+Nv\int do'\sigma_{\nu}(\alpha)\,\rho_{\nu\nu'}',\\ \left(\frac{\partial}{\partial t}+\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}}+i\omega_{mn}+\Gamma\right)\rho_{mn}&=-Nv\sigma_{mn}^{0}\rho_{mn}+\left[-Nv\sigma_{mn}\rho_{mn}+Nv\int do'\sigma_{mn}(\alpha)\,\rho_{mn}'\right],\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

где $\rho_{\nu\nu'}\equiv\rho_{\nu\nu'}(\mathbf{r},t,\mathbf{v})$, $\rho_{\nu\nu'}'\equiv\rho_{\nu\nu'}'(\mathbf{r},t,\mathbf{v}')$; α — угол между направлениями $\mathbf{v}$ и $\mathbf{v}'$, которые соответственно задаются углами θ, φ и θ', φ' в сферической системе координат; константы γ_m и γ_n учитывают радиационное затухание уровней и неупругие каналы распада состояний m и n, $\Gamma\geqslant(\gamma_m+\gamma_n)/2$, $\sigma_{\nu}(\theta)=f_{\nu}^{*}(\theta)\,f_{\nu}(\theta)$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния на уровне ν (следует помнить, что амплитуда рассеяния $f_{\nu}(\theta)$ зависит также и от v — модуля скорости налетающей частицы); $\sigma_{mn}(\theta)=f_{m}^{*}(\theta)\,f_{n}(\theta)$; $\sigma_{\nu}=\int do f_{\nu}^{*}(\theta)\,f_{\nu}(\theta)$ — полное сечение упругого рассеяния на уровне ν, $\sigma_{mn}=\int do f_{m}^{*}(\theta)\,f_{n}(\theta)$, $\int do=\int_{0}^{2\pi}d\varphi\int_{0}^{\pi}d\theta\sin\theta$, $\int do'=\int_{0}^{2\pi}d\varphi'\int_{0}^{\pi}d\theta'\sin\theta'$, $\sigma_{mn}^{0}=\sigma'+i\sigma''$, $\sigma'=(\sigma_m+\sigma_n)/2-\operatorname{Re}\sigma_{mn}$, $\sigma''=\frac{2\pi}{k}[\operatorname{Re}f_m(0)-\operatorname{Re}f_n(0)]-\operatorname{Im}\sigma_{mn}$ (σ_{mn}^{0} в указанном виде можно получить, пользуясь разложением $f_{\nu}(\theta)$ по парциальным волнам).

Первое уравнение (6) определяет распределение атомов по скоростям на уровне ν. Члены, соответствующие уходу и приходу частиц за счет упругих столкновений, не меняют полного числа частиц на уровне, перераспределяя их по скоростям. Если $\gamma_{\nu}\ll Nv\sigma_{\nu}$, т. е. за время жизни атома произойдет много столкновений, то мы имеем обычный случай диффузии. Мы не будем исследовать этот случай, отметим лишь, что характерной величиной, определяющей изменение скорости, является сечение диффузии (транспортное сечение)

$$\sigma_{tr}^{\nu} = 2\pi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta\,(1-\cos\theta)\,\sigma_{\nu}(\theta).$$

Второе уравнение (6) описывает распределение дипольного момента атомов по скоростям. Первый член в правой части описывает релаксацию дипольного момента, т. е. потерю когерентности между уровнями m и n при упругих столкновениях. Второй (в квадратных скобках) соответствует диффузии, т. е. сохранению когерентности между уровнями. Очевидно, $\int d^3v$ [второй член] $= 0$. Соответственно $\sigma_{tr}^{mn} = 2\pi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta\,(1-\cos\theta)\,\sigma_{mn}(\theta)$ есть транспортное сечение, определяющее диффузию дипольного момента в пространстве скоростей. Величину σ' можно назвать сечением потери когерентности (сбоя фазы). Фактически σ' описывает неупругий канал по отношению к разности фаз между уровнями m и n при упругом рассеянии. Случаю диффузии соответствует условие $\Gamma + Nv\sigma' \ll Nv|\sigma_{mn}|$, т. е. за время релаксации дипольного момента должно произойти много столкновений с сохранением когерентности. Отметим, что $\mathrm{Re}\,\sigma_{mn} \geqslant 0$. Случаю $\sigma_{mn} = 0$ соответствует рассеяние без потери когерентности ($f_m(\theta) = f_n(\theta)$). Диффузия дипольного момента по скоростям в этом случае происходит так же, как и диффузия атомов. Если Γ достаточно мало, то атом успеет продиффундировать по всему возможному распределению по скоростям (максвелловскому распределению) без изменения фазы осциллятора, что приведет к известному эффекту сужения линии.

Лэмбовский провал

Пусть газ возбужденных атомов находится в поле стоячей волны, которую мы представим в виде двух встречных бегущих волн одинаковой интенсивности

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}e^{-i\omega t + i\mathbf{qr}} + \mathbf{E}e^{-i\omega t - i\mathbf{qr}} + \text{к. с.},$$

где $2\mathbf{E}$ — амплитуда волны, ω — частота, $|\mathbf{q}| = \omega/c$. Уравнения (6) принимают вид

$$\left.\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \gamma_m\right)\rho_{mm} = St_{mm} + (e^{i\mathbf{qr}} + e^{-i\mathbf{qr}})\,(G\rho_{mn}^{*}e^{-i\omega t} + G^{*}\rho_{mn}e^{i\omega t}),\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \gamma_n\right)\rho_{nn} = St_{nn} - (e^{i\mathbf{qr}} + e^{-i\mathbf{qr}})\,(G\rho_{mn}^{*}e^{-i\omega t} + G^{*}\rho_{mn}e^{i\omega t}) + \gamma_n N_n f(v),\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + i\omega_{mn} + \Gamma\right)\rho_{mn} = -Nv\sigma_{mn}^{0} + St_{mn} + G\,(e^{i\mathbf{qr}} + e^{-i\mathbf{qr}})\,(\rho_{nn} - \rho_{mm})e^{-i\omega t},
\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

где $G = (i\mathbf{d}_{mn}\mathbf{E})/\hbar$, $St_{\nu\nu'} = -N\sigma_{\nu\nu'}\rho_{\nu\nu'} + Nv\int do'\sigma_{\nu\nu'}(\alpha)\,\rho'_{\nu\nu'}$; для простоты мы считаем, что в отсутствие поля атомы возбуждены лишь на нижнем уровне n и имеют максвелловское распределение, т. е. $f(v) = (\pi^{3/2}v_0^3)^{-1}\exp[-v^2/v_0^2]$, v_0 — тепловая скорость, N_n — полное число возбужденных атомов. С помощью подстановки

$$\rho_{mn} = N_n f(v)\,(\psi_+ e^{-\omega t + i\mathbf{qr}} + \psi_- e^{-i\omega t - i\mathbf{qr}}) \quad (8)$$

уравнения (7) преобразуются к следующим:

$$\left.\begin{aligned}
\gamma_m\rho_{mm} &= St_{mn} + |G|^2(\psi_+ + \psi_- + \text{к. с.}),\\
\gamma_n\rho_{nn} &= St_{nn} - |G|^2(\psi_+ + \psi_- + \text{к. с.}) + \gamma_n,\\
(\Gamma - i\Omega \pm iqv_z)\,\psi_\pm &= -Nv\sigma_{mn}^{0}\psi_\pm + St_{mn}^{\pm} + G\,(e^{iqr} + e^{-iqr})\,(\rho_{nn} - \rho_{mm})\,e^{-i\omega t},
\end{aligned}\right\} \quad (9)$$

где $\Omega = \omega - \omega_{mn}$, $St_{mn}^{\pm} = -N\sigma_{mn}\psi_\pm + Nv\int do'\sigma_{mn}(\alpha)\,\psi'_{\mp}$, v_z — проекция скорости атома на направление поля $\mathbf{q}$.

При получении уравнений (9) мы пренебрегли производными по r и t в первых двух уравнениях системы (7). Это связано с тем, что систему (9) мы будем решать, считая поле E слабым, и искать $\psi_\pm$ с точностью до $|G|^2$. Учет же указанных производных дает члены, пропорциональные $|G|^4$. Для коэффициента поглощения волны (по мощности на единицу длины), распространяющегося в положительном направлении, из (8), (4) имеем

$$\alpha(\Omega) = \alpha_0 \frac{q}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} d^3v \psi_+ \exp(-v^2/v_0^2) \right\}, \tag{10}$$

где $\alpha_0 = 4\pi^{3/2} |\mathbf{d}_{mn}|^2 \, N_n/v_0\hbar$.

Пусть рассеяние происходит на малые углы $\theta \ll 1$, причем $\bar\theta$ — характерный угол рассеяния. Интегралы столкновений упрощаются в двух случаях $\Gamma \ll qv\bar\theta$ и $\Gamma \gg qv\bar\theta$. Проследим поведение интеграла столкновений $St = -Nv\sigma\rho + Nv \int \sigma(\alpha) \rho' a o'$ в двух указанных случаях (матричные индексы для простоты опущены). Функция ρ имеет характерный размер Γ/qv (по углу), который связан с лэмбовским провалом, в то время как размер $\sigma(\alpha)$ определяется $\bar\theta$. При $\Gamma \ll qv\bar\theta$ функция $\sigma(\alpha)$ меняется медленно и ее можно вынести в точке $\alpha=0$ за знак интеграла. По порядку величины $\int \rho' do' \sim (\Gamma/qv)^2 \rho$, $\sigma(0) = f^*(0) f(0) \sim \sigma^2 k^2$ (для оценки мы воспользовались оптической теоремой $\operatorname{Im} f(0) = k\sigma/4\pi$, а сечения рассеяния на обоих уровнях считаем одного порядка). Учитывая, что при рассеянии на дисперсионных силах $\bar\theta \sim 1/\sqrt{\sigma}k$, имеем $Nv \int \sigma(\alpha) \rho' dO' \sim Nv\sigma(\Gamma/qv\bar\theta)^2 \rho \ll Nv\sigma\rho$, т. е. членом прихода можно пренебречь. Физически это связано с тем, что даже при одном столкновении атом выходит из области скоростей $v_z \sim \Gamma/q$, которые резонансно взаимодействуют с полем. В случае $\Gamma \gg qv\bar\theta$ атом из этой области выходит диффузионно, испытав много столкновений. При вычислении St в этом случае функцию ρ' можно вынести за знак интеграла в точке $\alpha=0$, что приводит к обращению St в нуль. Вычисление St с бóльшей точностью дает величину $\sim (qv\theta/\Gamma)^2 Nv\sigma\rho$,[1] которая по порядку определяет обратное время диффузионного выхода из области скоростей $v_z \sim \Gamma/q$.

Таким образом, в указанных областях уравнения (9) сводятся к модели релаксационных констант, что при $qv_0 \gg \Gamma$, после стандартных вычислений, позволяет сразу записать ответ

$$\alpha(\Omega) = \alpha_0 \left\{ 1 - \frac{\chi}{2} \left[1 + \frac{\Gamma_л^2}{\Gamma_л^2 + (\Omega - \Delta^2)} \right] \right\},$$

где

$$\chi = 2|G|^2 \begin{cases} [(\gamma_n + Nv_0\sigma_n)^{-1} + (\gamma_m + Nv_0\sigma_m)^{-1}]\, \Gamma_л^{-1} & qv_0\bar\theta \gg \Gamma, \\ (\gamma_n^{-1} + \gamma_m^{-1})\, \Gamma_л^{-1} & qv_0\bar\theta \ll \Gamma; \end{cases} \tag{11}$$

$$\Gamma_л = \begin{cases} \Gamma + Nv_0(\sigma_n + \sigma_m)/2 & qv_0\bar\theta \gg \Gamma, \\ \Gamma + Nv_0[(\sigma_n + \sigma_m)/2 - \operatorname{Re} \sigma_{mn}] & qv_0\bar\theta \ll \Gamma; \end{cases} \tag{12}$$

$$\Delta = \begin{cases} N 2\pi\hbar M^{-1} [\operatorname{Re} f_m(0) - \operatorname{Re} f_n(0)] & qv_0\bar\theta \gg \Gamma, \\ Nv_0\sigma'' & qv_0\bar\theta \ll \Gamma. \end{cases} \tag{13}$$

При выполнении интегрирования по d^3v мы для упрощения положили скорость v, равную тепловой v_0. При малых частотах столкновений ($Nv\sigma \ll \Gamma$) этого предположения делать не надо, а следует заменить

$$Nv_0\sigma \to N \frac{2}{v_0^2} \int_0^\infty dv\, v^2 \sigma(v) \exp(-v^2/v_0^2). \tag{14}$$

[1] В этом случае необходимо под интегралом разложить ρ' по θ' в ряд Тейлора вблизи $\theta' = \theta$ и учесть, что $d\rho/d\theta = 0$, $d^2\rho/d\theta^2 \sim (qv/\Gamma)^2 \rho$, $\int \sigma(\theta) \theta^2 d\theta \sim \bar\theta^2 \sigma$.

В случае движения рассеивающих центров, имеющих максвелловское распределение по скоростям, в формулах (12), (14) мы должны произвести замены

$$Nv_0\sigma(v_0) \to N \int d^3v_1 \,|\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_1|\, (\pi^{3/2} v_p^3)^{-1} \exp(-v_1^2/v_p^2)\, \sigma(|\mathbf{v}_0 - \mathbf{v}_1|),$$

где v_p — тепловая скорость рассеивающих центров.

Обсуждение

Формула (13) описывает провал в коэффициенте поглощения стоячей волны, полуширина которого $\Gamma_л$.

Как уже упоминалось, константы γ_v определяются как радиационным затуханием, так и распадом уровней за счет каналов неупругого рассеяния. Если ввести сечение неупругого рассеяния на уровне σ_ν^t, то

$$\gamma_\nu = \gamma_\nu^{(0)} + Nv\sigma_\nu^t, \quad \Gamma = \Gamma^{(0)} + Nv\,(\sigma_n^t + \sigma_m^t)/2,$$

где $\gamma_\nu^{(0)}$ и $\Gamma^{(0)}$ — соответствующие величины в отсутствие столкновений. Согласно (12),

$$\left.\begin{aligned} \Gamma_л &= \Gamma^{(0)} + Nv\,[(\sigma_n^t + \sigma_m^t)/2 + (\sigma_n + \sigma_m)/2], \quad \Gamma \ll qv_0\bar{\theta}, \\ \Gamma_л &= \Gamma^{(0)} + Nv\,[(\sigma_n^t + \sigma_m^t)/2 + (\sigma_n + \sigma_m)/2 - \operatorname{Re}\sigma_{mn}], \quad \Gamma \gg qv_0\bar{\theta}. \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Очевидно, $\operatorname{Re}\sigma_{mn} \leqslant (\sigma_m + \sigma_n)/2$, причем знак равенства соответствует $f_m(\theta) = f_n(\theta)$, а следовательно, и $\sigma_n = \sigma_m$. Таким образом, для малых N наклон $\Gamma_л$ всегда определяется полусуммой полных (упругого и неупругого) сечений на верхнем и нижнем уровнях (см. рисунок). При больших N наклон кривой в общем случае меньше, чем при малых, а при $\operatorname{Re}\sigma_{mn} = (\sigma_n + \sigma_m)/2$ определяется лишь тушащими столкновениями. Характерный перегиб кривой происходит при $\Gamma \sim qv_0\bar{\theta}$.

Физическая интерпретация нелинейной зависимости уширения лэмбовского провала от концентрации рассеивающих центров находится в согласии с качественным рассмотрением, приведенном в [1].[2] В образовании лэмбовского провала основную роль играют атомы, у которых $qv_z \sim \Gamma$. К уширению провала приводят столкновения, которые либо уничтожают возбужденный атом, либо изменяют его скорость на величину, большую чем $v_z \sim \Gamma/q$. Так как при упругом столкновении скорость в среднем меняется на величину $v_0\bar{\theta}$, то при $qv_0\bar{\theta} \gg \Gamma$ упругое рассеяние эквивалентно тушению и уширение определяется полным сечением $\sigma_\nu^t + \sigma_\nu$ (происходит сбой фазы при столкновении или нет, в этом случае не играет роли). При $qv_0\bar{\theta} \ll \Gamma$ наклон $\Gamma_л$ существенно зависит от специфики рассеяния двухуровневой системы, так как атомы после рассеяния не выходят из области скоростей $v_z \sim \Gamma/q$ (см. рисунок). Полный сбой фазы ($\operatorname{Re}\sigma_{mn} = 0$) означает также потерю атома (атом после такого рассеяния можно рассматривать как вновь возбужденный со случайной фазой). Если рассеяние происходит без потери когерентности ($\operatorname{Re}\sigma_{mn} = (\sigma_m + \sigma_л)/2$, сбоя фазы нет), то рассеяные атомы нельзя отличить от нерассеяных, т. е. упругие столкновения не вносят вклад в уширение провала. Уширение провала определяется лишь тушащими столкновениями (см. (15) и рисунок).

В [1] было проведено измерение $\Gamma_л$ в метане на $\lambda = 3.39$ мкм в зависимости от давления. Перегиб кривой $\Gamma_л$ происходил при $\Gamma_л \sim 500$ кгц, что соответствует $\bar{\theta} \sim \Gamma_л/qv_0 \sim 10^{-3}$. В области малых давлений наклон ~ 30 мгц/тор. При большем давлении наклон уменьшается, стремясь к значению ~ 10 мгц/тор. Если считать, что рассеяние происходит без сбоя фазы, то разность наклонов определяет полное сечение упругого рассеяния метана на метане, которое равно $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-14}$ см^2.

В заключение автор благодарит В. П. Чеботаева за обсуждение работы.

---

[2] Более подробно приведено в [10].

Литература

[1] С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, *16*, 15, 1972.
[2] С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. Письма в ЖЭТФ, *16*, 344, 1972.
[3] W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., *134*, 1429, 1964.
[4] W. R. Bennett, Jr. Phys. Rev., *126*, 150, 1962.
[5] С. Г. Раутиан. Тр. ФИАН, Нелинейная оптика, 43, 1968.
[6] Ю. А. Вдовин, В. М. Галицкий, В. М. Ермаченко. Вопросы теории атомных столкновений. Сб. статей МИФМ, 120. Атомиздат, 1970.
[7] P. R. Berman, W. E. Lamb, Jr. Phys. Rev., *2A*, 2435, 1970.
[8] А. П. Кольченко, А. А. Пухов, С. Г. Раутиан, А. М. Шалагин. ЖЭТФ, *63*, 1172, 1972.
[9] В. А. Алексеев, Т. Л. Андреева, И. И. Собельман. ЖЭТФ, *62*, 614, 1972.
[10] С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. Препринт № 22 ИФП СО АН СССР, 1972.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1973 г.