

17

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

И Я Ф 23 - 72

А.А.Пухов, С.Г.Раутиан, А.М.Шалагин

**ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ
НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ**

Новосибирск

1972

А.А.Пухов, С.Г.Раутиан, А.М.Шалагин

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

А Н Н О Т А Ц И Я

Анализируется форма линии усиления (поглощения) слабой волны при действии сильной либо на смежном, либо на том же самом переходе в атоме. Столкновения с изменением скорости изменяют форму линии и проявляются по-разному в трехуровневых и двухуровневых системах. Результат зависит также от модели столкновений. Используется модель, учитывающая одновременно селективные и сильные столкновения.

1. Введение

Использование модели релаксационных констант в задачах нелинейной спектроскопии в ряде случаев может приводить к неверным результатам. Для правильного описания нелинейных явлений в газах необходимо, как уже отмечалось /1,2/, принимать во внимание столкновения с изменением скорости возбужденных атомов. Появление этих столкновений интересно также и в том отношении, что методы нелинейной спектроскопии с их высоким разрешением позволяют получить данные о характере диффузии в пространстве скоростей и, следовательно, о дифференциальном сечении рассеяния атомов в возбужденных состояниях. Имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные результаты по исследованию столкновений с изменением скорости весьма бедны, а теоретически этот вопрос также разработан не до конца. Наибольшая ясность и удовлетворительное согласие с экспериментом существует для так называемой модели сильных столкновений, описывающей пленение резонансного излучения /3-5/, резонансный обмен возбуждением /6/ и рассеяние при малых прицельных параметрах /1/. Однако, в работе /1/ показано, что наряду с сильными столкновениями существенным должно быть и рассеяние на малые углы (столкновения с малым изменением скорости $\Delta \vec{v}$, или селективные столкновения). Насколько нам известно, существует лишь две экспериментальные работы, посвященные этому вопросу: сообщение /7/ о неупругом рассеянии на электронах и работа /8/, результаты которой указывают на наличие селективных столкновений.

В отношении модели столкновений, адекватной конкретным физическим ситуациям, полной ясности сейчас нет. Поэтому особенно важным является сопоставление данных из различных явлений. Здесь также следует отметить большие возможности нелинейной спектроскопии: исследование формы линий генерации, усиления, нелинейных интерференционных эффектов (НИЭФ) в трехуровневых и двухуровневых системах и т.д.

В предыдущей статье /2/ мы рассматривали влияние сильных и селективных столкновений на распределение возбужденных атомов по скоростям (как основу всех нелинейных явлений) и форму "провала" Лэмба в усилении стоячей монохроматической волны. В данной работе, в рамках той же модели, анализируются НИЭФ в схеме комбинационного рассеяния (трехуровневые системы; рис. 1а) и в схеме резонансной флюоресценции на возбужденных состояниях (двухуров-

невые системы; рис.1б) при наличии диффузии в пространстве скоростей. В первом случае два поля действуют на двух смежных переходах ($m \rightarrow n$, $m \rightarrow l$), во втором - на одном и том же ($m \rightarrow n$). Более ранние исследования НИЭФ /9-13/ проводились на основе модели релаксационных констант^х).

При анализе поставленной задачи будем исходить из следующей системы уравнений для матрицы плотности $\hat{\rho}$:

$$(\Gamma_{ik} + \vec{v} \nabla + \partial/\partial t) \rho_{ik} = i \sum_l [V_{il} \rho_{lk} - \rho_{il} V_{lk}] + q_i \delta_{ik} + S_{ik}; \quad (1.1)$$

$$S_{ik} = -\nu_{ik} \rho_{ik} + \int A_{ik}(\vec{v}, \vec{v}') \rho_{ik}(\vec{v}') d\vec{v}'; \quad \Gamma_{ik} = (\Gamma_{ii} + \Gamma_{kk})/2,$$

где $V_{il} = V_{li}^*$ - матричный элемент взаимодействия;
 $A_{ik}(\vec{v}, \vec{v}')$ - ядро интеграла столкновений S_{ik} ; ν_{ik} - частота "ухода" для элемента ρ_{ik} ; q_i - скорость возбуждения состояния i , \vec{v} ; Γ_{ii} - константа спонтанного распада уровня i ; индексы i, l, k принимают значения либо m, n, l (схема рис.1а), либо m, n (рис.1б).

Для упрощения решения будем считать, как обычно, одно из действующих полей слабым (на рис.1 оно показано волнистой линией), т.е. не изменяющим заселенности уровней. После этого основную трудность представляет решение уравнений для матрицы плотности в двухуровневом приближении на переходе сильного поля. Эти уравнения имеют вид /14/:

$$(\Gamma_j + \partial/\partial t + \vec{v} \nabla) \rho_j = \pm 2 \operatorname{Re} [i V_{mn}^* \rho_{mn}] + q_j + S_j; \quad \rho_j = \rho_{jj}; \quad \Gamma_j = \Gamma_{jj};$$

х) За исключением случая пленения резонансного излучения в трехуровневой системе /4/, эквивалентного модели сильных столкновений.

$$(\Gamma + \partial/\partial t + \vec{v}\nabla)\rho_{mn} = iV_{mn}[\rho_m - \rho_n] + S; \quad S = S_{mn}; \quad \Gamma = \Gamma_{mn}; \quad (1.2)$$

$$S_j = S_{jj} = -\nu_j \rho_j + \int A_j(\vec{v}', \vec{v}) \rho_j(\vec{v}') d\vec{v}'; \quad \nu_j = \nu_{jj}; \quad j = m, n;$$

$$S = -\nu \rho_{mn} + \int A(\vec{v}', \vec{v}) \rho_{mn}(\vec{v}') d\vec{v}'; \quad \nu = \nu_{mn};$$

В схеме рис.1а $V_{mn} = d_{mn} \exp[-i\omega_{mnt}] E(t, \vec{z}) / \hbar$
 для схемы рис.1б $V_{mn} = d_{mn} \exp[-i\omega_{mnt}] \cdot [E(t, \vec{z}) + E_\mu(t, \vec{z})] / \hbar$, где d_{mn} - матричный элемент дипольного момента; $E(t, \vec{z})$, $E_\mu(t, \vec{z})$ - сильное и слабое поля соответственно. В остальном физический смысл и обозначения входящих в (1.2) величин те же, что и в /14/.

В дальнейшем мы будем предполагать отсутствие "фазовой памяти" при столкновениях, что, в частности, означает $A(\vec{v}', \vec{v}) = 0$. Ядра $A_j(\vec{v}', \vec{v})$ диагональных интегралов столкновений S_j , следуя /2/, выберем в виде

$$A_j(\vec{v}', \vec{v}) = \tilde{\nu}_{1j} B_j(\vec{v}', \vec{v}) + \tilde{\nu}_{2j} W(\vec{v}); \quad (1.3)$$

$$\int B_j(\vec{v}', \vec{v}) d\vec{v} = 1; \quad W(v) = \exp[-\vec{v}^2/\bar{v}^2] / (\sqrt{\pi} \bar{v})^2$$

Ядро $B_j(\vec{v}', \vec{v})$ описывает селективные столкновения, а с помощью второго члена в (1.3) учитываются процессы, отвечающие модели сильных столкновений, как то пленение излучения, резонансный обмен возбуждением, упругое рассеяние на большие углы. $\tilde{\nu}_{1j}$, $\tilde{\nu}_{2j}$ - частоты прихода по соответствующим каналам; их мы будем считать независимыми от скорости.

2) 2. Схема комбинационного рассеяния

Анализ поставленной задачи начнем со схемы рис. 1, а. Поля, действующие на переходах $m \rightarrow n$, $m \rightarrow l$ будем считать плоскими бегущими волнами, так что в резонансном приближении

$$V_{mn} = G e^{i(\Omega t - \vec{k} \vec{z})}; \quad V_{ml} = G_{\mu} e^{i(\Omega_{\mu} t - \vec{k}_{\mu} \vec{z})}; \quad (2.1)$$

$$G = \frac{d_{mn} E}{2 \hbar}; \quad G_{\mu} = \frac{d_{ml} E_{\mu}}{2 \hbar}; \quad \Omega = \omega - \omega_{mn}; \quad \Omega_{\mu} = \omega_{\mu} - \omega_{ml}.$$

Здесь ω , ω_{μ} ; \vec{k} , \vec{k}_{μ} - частоты и волновые вектора сильного и слабого полей (индекс μ относим к слабому полю).

В отсутствии "фазовой памяти" на переходах $m \rightarrow l$, $n \rightarrow l$ коэффициент усиления α_{μ} слабого поля имеет следующий стандартный вид /10/:

$$\alpha_{\mu} \approx \text{Re} \left\langle \frac{[\Gamma_{nl} + i(\Omega'_{\mu} - \Omega')] (\rho_m - \rho_l) + i G \rho_{mn}}{[\Gamma_{nl} + i(\Omega'_{\mu} - \Omega')] [\Gamma_{ml} + i \Omega'_{\mu}] + G^2} \right\rangle_{\vec{v}}; \quad (2.2)$$

$$\Omega' = \Omega - \vec{k} \vec{v}; \quad \Omega'_{\mu} = \Omega_{\mu} - \vec{k}_{\mu} \vec{v}.$$

Здесь ρ_l - ненасыщенное значение заселенности уровня l ; ρ_m , ρ_{mn} - заселенность уровня m и недиагональный элемент на переходе $m \rightarrow n$, получаемые из решения уравнений (1.2); Γ_{ml} , Γ_{nl} - константы релаксации недиагональных элементов матрицы плотности для переходов $m \rightarrow l$, $n \rightarrow l$:

$$\Gamma_{ml} = \frac{\Gamma_m + \Gamma_l}{2} + \nu_{ml}; \quad \Gamma_{nl} = \frac{\Gamma_n + \Gamma_l}{2} + \nu_{nl},$$

где Γ_m , Γ_n , Γ_l характеризуют спонтанное затухание уровней m , n , l , а добавки ν_{ml} , ν_{nl} связаны со столкновениями (неупругими и упругими со сбросом фазы атомного сцинтиллятора). Величина

- 2) Результаты, полученные в схеме комбинационного рассеяния, без труда обобщаются на схемы двухквантовой люминесценции и двухквантового поглощения /10/.

G^2 в знаменателе (2.2) определяет полевое расщепление уровней в атоме.

Формула (2.2) состоит из двух различных по физическому смыслу членов. Первый член пропорционален разности заселенностей уровней m и l . Его будем называть "заселенностным". Вторым член, пропорциональный величине ρ_{ml} , назван интерференционным. Это название связано с тем, что его влияние проявляется лишь в перераспределении интенсивности внутри линии, без изменения интегральной по Ω_{μ} интенсивности (нетрудно убедиться непосредственно из (2.2), что интеграл по Ω_{μ} от интерференционного члена равен нулю, т.к. ρ_{ml} от Ω_{μ} не зависит).

Все то новое, что превносит диффузия в пространстве скоростей, может быть прослежено при учете уже первых нелинейных поправок по сильному полю, так что в дальнейшем мы ограничимся этим приближением. Для большей простоты анализа пренебрежем также полевым расщеплением уровней. В этих условиях формула (2.2) преобразуется к виду:

$$\alpha_{\mu} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} (N_m - N_l) e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{k\bar{v}}\right)^2} + \text{Re} \left\{ \left\langle \frac{z_m}{\Gamma_{ml} + i\Omega'_{\mu}} - \frac{G^2 (N_m - N_n) W(\vec{v})}{[\Gamma_{ml} + i(\Omega'_{\mu} - \Omega')] [\Gamma_{ml} + i\Omega'_{\mu}] [\Gamma_{mn} - i\Omega']} \right\rangle_{\vec{v}} \right\}, \quad (2.3)$$

где N_m, N_n - значения ненасыщенных заселенностей уровней m, n ; z_m - поправка на насыщение в заселенности уровня m . При выводе (2.3) предполагалось выполнение обычного для газовых систем условия

$$\Gamma_{mn}, \Gamma_{ml}, \Gamma_{nl} \ll k\bar{v}; \quad \Gamma_{mn} = \Gamma + \nu = \frac{\Gamma_m + \Gamma_n}{2} + \nu. \quad (2.4)$$

Структура формулы (2.3) следующая. Первый член описывает линию ненасыщенного коэффициента усиления (доплеровский контур). Вторым - часть "заселенностного" члена, обусловленная насыщением по сильному полю. И, наконец, третий член - интерференционный, который в данном приближении имеет законченный вид и не зависит, следовательно, от модели столкновений. Таким образом, учет упругих столкновений изменяет вид лишь поправки на насыщение в "заселенностном" члене. Это первое заключение о роли упругих столкновений,

которое может быть сделано на основе общего анализа.

Далее, если доплеровское уширение преобладает над ударным (условие (2.4)), то в коэффициенте усиления слабого поля наблюдается известная анизотропия, т.е. α_m становится зависящим от взаимной ориентации волновых векторов \vec{k} и \vec{k}_m . Максимальное проявление нелинейных интерференционных эффектов достигается при параллельном и антипараллельном расположении \vec{k} и \vec{k}_m . Интерференционный член играет роль лишь при $\vec{k} \uparrow \uparrow \vec{k}_m$, и вклад от него пренебрежимо мал если $\vec{k} \uparrow \downarrow \vec{k}_m$. По поводу "заселенности" члена из вида (2.3) можно сказать следующее: т.к. - функция действительная, то изменение знака у \vec{k}_m с одновременной заменой $\Omega_m \rightarrow -\Omega_m$ не меняет его вида. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением двух ориентаций: $\vec{k} \uparrow \uparrow \vec{k}_m$ и $\vec{k} \uparrow \downarrow \vec{k}_m$. Более того, будем считать, что уровни n и l расположены настолько близко, чтобы можно было положить $|\vec{k}| = |\vec{k}_m|$ (обобщение на случай $|\vec{k}| \neq |\vec{k}_m|$ не представляет труда).

Для того, чтобы двигаться дальше, необходимо конкретизировать модель столкновений. Мы рассмотрим три из них: модель сильных столкновений, модель "селективных" столкновений и модель, являющуюся суперпозицией тех и других. Прежде всего, однако, приведем результаты для модели релаксационных констант.

а) Модель релаксационных констант [10, 11]. В рамках этой модели могут быть рассмотрены вайскопфовский механизм уширения (сбивание фазы при столкновениях без изменения скорости) и модель Лорентца (тушение при столкновениях). Используя известное выражение для Z_m ,

$$Z_m = - \frac{2G^2}{\Gamma_m + \nu_m} \frac{\Gamma W(\vec{v})}{\Gamma^2 + (\Omega - \vec{k}\vec{v})^2} (N_m - N_n), \quad (2.5)$$

из формулы (2.3) легко получить:

$$\alpha_m \approx e^{-\left(\frac{\Omega_m}{k_m v}\right)^2} \left[(N_m - N_l) - 2G^2 (N_m - N_n) \operatorname{Re} \Psi_{\pm} \right]; \quad (2.6)$$

$$\Psi_{\pm} = \left[\frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} + \frac{1}{\Gamma_{nl} + i(\Omega_m - \Omega)} \right] \frac{1}{\Gamma_{me} + \Gamma_{mn} + i(\Omega_m - \Omega)};$$

$$\psi_- = \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} \frac{1}{\Gamma_{m\ell} + \Gamma_{mn} + i(\Omega_\mu - \Omega)}$$

Здесь константа ν_m выступает в роли частоты тушащих столкновений; знаки + и - отвечают параллельным и антипараллельным векторам \vec{K} и \vec{K}_μ . Форма линии (2.6) (как функции Ω_μ) представляет из себя суперпозицию доплеровского контура и более узких структур ("провалов") за счёт нелинейных явлений. В случае $\vec{K} \uparrow \downarrow \vec{K}_\mu$ (неинтерференционное направление) имеется один "провал" с шириной $\Gamma_{mn} + \Gamma_{m\ell}$, если же $\vec{K} \uparrow \uparrow \vec{K}_\mu$ (интерференционное направление), то из-за наличия НИЭФ возникает комбинация двух дисперсионных кривых: с шириной $\Gamma_{mn} + \Gamma_{m\ell}$ и шириной $\Gamma_{n\ell}$, характерной для запрещенного перехода $n \rightarrow \ell$. Если, однако, выполнены условия

$$\Gamma_{m\ell} = \frac{\Gamma_m + \nu_m + \Gamma_e + \nu_e}{2}; \quad \Gamma_{mn} = \frac{\Gamma_m + \nu_m + \Gamma_n + \nu_n}{2}; \quad \Gamma_{n\ell} = \frac{\Gamma_n + \nu_n + \Gamma_e + \nu_e}{2}, \quad (2.7)$$

то, как нетрудно проверить, величина ψ_+ имеет более простой вид:

$$\psi_+ = \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} \frac{1}{\Gamma_{n\ell} + i(\Omega_\mu - \Omega)}. \quad (2.8)$$

Это означает, что в интерференционном направлении, как и в неинтерференционном, на доплеровском контуре имеется только один провал, и ширина его $\Gamma_{n\ell}$ меньше (на величину $\Gamma_m + \nu_m$) ширины функции ψ_- . Преобразование ψ_+ к виду (2.8) произошло за счёт компенсации "заселенностного" члена более широкой частью интерференционного. Заметим, что соотношения (2.7) могут быть выполнены либо при полном отсутствии столкновений, либо когда реализуется модель Лорентца в чистом виде. В любом другом случае (вайскопфовский механизм уширения, упругие столкновения) условия (2.7) нарушаются, и, как следствие, в интерференционном направлении, вместо одного, появляются два "провала" разной ширины. На основе этого факта можно говорить о том, что столкновения нарушают некоторые фазовые соотношения и ухудшают условия для интерференции атомных состояний. Во всяком случае одним из следствий проявления столкновений является усложнение спектра за счёт добавления новых спектральных структур. Дальнейший анализ служит развитию этой мысли.

б) Модель сильных столкновений. Как известно, эта модель предполагает, что распределение по скоростям после столкновения не зависит от скорости до столкновения и равно максвелловскому распределению $W(\vec{v})$. Из этого требования вытекает следующий вид ядра $A_j(\vec{v}', \vec{v})$ интеграла столкновений

$$A_j(\vec{v}', \vec{v}) = \tilde{\nu}_j W(\vec{v}), \quad (2.9)$$

где $\tilde{\nu}_j$ - частота упругих столкновений.

Несложные вычисления приводят к следующему выражению для τ_m :

$$\tau_m = - \frac{2 G^2}{\Gamma_m + \nu_m} \left[\frac{\Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + (\Omega - \kappa \vec{v})^2} + \frac{\tilde{\nu}_m}{\tilde{\Gamma}_m} \frac{\sqrt{\pi}}{\kappa \vec{v}} e^{-\left(\frac{\Omega}{\kappa \vec{v}}\right)^2} \right] (\mathcal{N}_m - \mathcal{N}_n) W(\vec{v}); \quad (2.10)$$

$$\tilde{\Gamma}_m = \Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_m.$$

Распределение по скоростям на уровне m состоит, таким образом, из двух разных по характеру зависимости от \vec{v} частей: "неоднородной", совпадающей формально с (2.5) и "однородной", имеющей равновесное распределение по скоростям и возникающей из-за диффузии в пространстве скоростей. Подобным образом трансформируется и коэффициент усиления слабого поля:

$$\alpha_\mu \propto e^{-\left(\frac{\Omega_\mu}{\kappa_\mu \vec{v}}\right)^2} \left\{ (\mathcal{N}_m - \mathcal{N}_l) - 2 G^2 (\mathcal{N}_m - \mathcal{N}_n) \left[\text{Re } \Psi_\pm + \frac{2 \tilde{\nu}_m}{(\Gamma_m + \nu_m) \tilde{\Gamma}_m} \frac{\sqrt{\pi}}{\kappa \vec{v}} e^{-\left(\frac{\Omega}{\kappa \vec{v}}\right)^2} \right] \right\}. \quad (2.11)$$

Функция Ψ_\pm по-прежнему определена соотношениями (2.6), однако входящие сюда частоты столкновений переопределены с учетом не только неупругих, но и упругих столкновений. Иными словами, та часть выражения (2.11), которая совпадает по форме с выражением (2.6), описывает историю атома после момента возбуждения до первого столкновения любого типа. Принципиально новое, что вносят упругие столкновения с изменением скорости, заключается в добавочном члене (второй член в квадратных скобках (2.11)), возникшем из "однородного" насыщения, т.е. благодаря диффузии в пространстве скоростей. Как функция Ω_μ он даёт доплеровский контур шириной $\kappa \vec{v}$ ("полосу"). Отношение площади "полосы" к площади оставшейся части "заселенностного" члена есть τ_{2m}/τ_{1m}

где $\tau_{1m} = 1/(\Gamma_m + \nu_m)$ - время жизни атома до первого столкновения, $\tau_{2m} = \tilde{\nu}_m / (\Gamma_m + \nu_m) \tilde{\Gamma}_m$. Так как $\tau_m = 1/\tilde{\Gamma}_m$ есть полное время жизни атома на уровне, то $\tau_{2m} = \tau_m - \tau_{1m}$ - все оставшееся время, в течение которого атом может взаимодействовать с полем, диффундируя в пространстве скоростей.

Набор спектральных структур нелинейной добавки коэффициента усиления α_μ в модели сильных столкновений дан на рис. 2а (интерференционное направление). Т.к. условие (2.7) здесь заведомо нарушено, то наряду с "провалом" шириной Γ_{nl} должен иметь место "провал" ширины $\Gamma_{mn} + \Gamma_{nl}$.

с) Модель селективных столкновений. В этом случае задача не имеет столь простого решения, как в модели сильных столкновений. Для нахождения величины x необходимо решить уравнение для функции Грина $F_m(v', v)$:

$$F_m(v', v) = \frac{\tilde{\nu}_m}{\Gamma_m + \nu_m} \int B_m(v'', v) F_m(v', v'') dv'' + \delta(v' - v). \quad (2.12)$$

Одномерное ядро $B_m(v', v)$ отвечает селективному ядру $B_m(\vec{v}', \vec{v})$ в (1.3), где мы положили $\tilde{\nu}_{2m} = 0$, $\tilde{\nu}_{1m} = \tilde{\nu}_m$.

С помощью функции (2.12) τ_m выражается в виде:

$$\tau_m = - \frac{2G^2(N_m - N_n)W(v)}{\Gamma_m + \nu_m} \left[\frac{\Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + (\Omega - kv)^2} + \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_m(v', v) dv'}{\Gamma_{mn} + i(\Omega - kv')} \right]; \quad (2.13)$$

$$f_m(v', v) = F_m(v', v) - \delta(v' - v).$$

Первый член имеет обычную структуру, как в формулах (2.5) и (2.10). (Наличие этого члена и вид его не зависит, очевидно, от типа столкновений). Вся специфика модели столкновений должна отражаться лишь на виде функции $f_m(v', v)$. Если же столкновения настолько селективны, что дисперсия скорости за время жизни атома на

х) Здесь мы перешли к одномерной задаче [1, 2], предполагая, что в перпендикулярных по отношению к векторам \vec{k} , \vec{k}_μ направлениях реализуется равновесное распределение по скоростям.

уровне значительно меньше \bar{v} , то, как показано в /2/, функция $f_m(v', v)$ зависит только от модуля разности своих аргументов ($f_m(v', v) = f_m(|v' - v|)$). Более того, если при этом число столкновений за время жизни на уровне значительно больше единицы, то становится, в некоторых предположениях, известен и её явный вид /2/:

$$f_m(|v' - v|) = \frac{n_m}{2\sigma_m \sqrt{n_m + 1}} e^{-|v' - v| / \sigma_m \sqrt{n_m + 1}}; \quad n_m = \frac{\tilde{\nu}_m}{\tilde{\Gamma}_m}. \quad (2.14)$$

n_m - число столкновений за время жизни на уровне m . Разностной функции Грина отвечает разностное ядро $B_m(|v' - v|)$ интеграла столкновений; σ_m является характеристикой этого ядра, а именно, σ_m с точностью до числового коэффициента есть ширина ядра $B_m(|v' - v|)$ ^{x)}. По смыслу функции $f_m(v', v)$ величина $\sigma_m \sqrt{n_m + 1}$ есть дисперсия скорости в процессе диффузии в течение времени, определяемого тушением уровня m .

Коэффициент α_μ с разностной функцией Грина (в тех условиях, когда она таковой является, т.е. если $\sigma_m \sqrt{n_m + 1} \ll \bar{v}$) можно преобразовать к виду:

$$\alpha_\mu \approx e^{-\left(\frac{\Omega_\mu}{k_{\mu} \bar{v}}\right)^2} \left\{ (N_m - N_e) - 2G^2(N_m - N_n) \left[\text{Re } \Psi_{\pm} + \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_m(|z|)}{\Gamma_m + \Gamma_m e + i(\Omega_\mu \mp \Omega - k z)} dz \right] \right\}. \quad (2.15)$$

Верхний знак отвечает интерференционному, нижний - неинтерференционному направлениям. Процесс диффузии в пространстве скоростей отражен здесь в последнем (интегральном) члене, который является сверткой функции f_m с "провалом" Беннета "заселенностного" члена. Остальная часть выражения (2.15) имеет прежний смысл.

Отметим, здесь одно чрезвычайно важное обстоятельство, свя-

x) Более подробно о связи σ_m с параметрами ядра $B_m(v', v)$ см. /2/.

занное с разностной функцией Грина. Интегральный член из (2.13), описывающий столкновительный "провал" можно записать следующим образом

$$\frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_m(|z|) dz}{\Gamma_{mn} + i(\Omega - kv - kz)} \quad (2.16)$$

Нетрудно заметить формальное сходство (2.16) с последним членом формулы (2.15): одно в другое переходит при замене

$\Gamma_{mn} \longleftrightarrow \Gamma_{mn} + \Gamma_{ml}$; $kv \longleftrightarrow \pm \Omega_\mu$. Этот факт означает, что исследование спектральных характеристик излучения позволяет с помощью простого пересчета графиков получить надежную информацию о такой важной (но непосредственно не измеряемой) характеристике, как распределение по скоростям атомов в возбужденном состоянии. Подбором экспериментальных условий можно в принципе выделить "столкновительный провал" и, следовательно, изучить характер диффузии возбужденных атомов в пространстве скоростей.

Анализ новой спектральной структуры (столкновительного "провала") в (2.15) даже с такой простой функцией, как (2.14), довольно сложен и проведен отдельно /2/. Здесь мы заметим только, что по ширине "столкновительный провал" меняется от $\Gamma_{mn} + \Gamma_{ml}$ (при

$$k \sigma_m \sqrt{n_m + 1} \ll \Gamma_{mn} + \Gamma_{ml} \quad) \text{ до } k \sigma_m \sqrt{n_m + 1} \quad (\text{при}$$

$$k \sigma_m \sqrt{n_m + 1} \gg \Gamma_{mn} + \Gamma_{ml} \quad). \text{ В первом предельном случае}$$

столкновения лишь слегка размывают "провал" Беннета, и он не представляет особого интереса. Во втором случае столкновительный "провал" реализуется в чистом виде и проявляется как отдельная спектральная структура, не маскируемая "провалом" Беннета. Выражение для α_μ имеет при этом простой вид:

$$\alpha_\mu \propto e^{-\left(\frac{\Omega_\mu}{k v}\right)^2} \left\{ (N_m - N_e) - 2G^2 (N_m - N_n) \left[\operatorname{Re} \psi_\pm + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\pi n_m}{2 \sigma_m \sqrt{n_m + 1}} \frac{1}{k} e^{-|\Omega_\mu \mp \Omega| / k \sigma_m \sqrt{n_m + 1}} \right] \right\} \quad (2.17)$$

Форма "столкновительного провала" экспоненциальная, ширина

$K \Gamma_m \sqrt{n_m + 1}$. Ширина "провала" непосредственно связана с шириной Γ_m ядра $B_m(|v' - v|)$ интеграла столкновений, которая является важной характеристикой элементарного акта рассеяния.

На основе самого общего анализа может быть обнаружено одно весьма простое и полезное свойство. А именно, отношение площади, ограниченной кривой для столкновительной спектральной структуры, к площади "провала" Беннета есть

$$\tau_{2m} : \tau_{1m} ; \quad \tau_{1m} = \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} ; \quad \tau_{2m} = \frac{\tilde{\nu}_m}{\Gamma_m (\Gamma_m + \nu_m)} , \quad (2.18)$$

где τ_{1m} - время жизни до первого столкновения, τ_{2m} - все остальное время жизни атома на уровне m . Для модели сильных столкновений это соотношение уже приводилось, однако оно справедливо при любом виде ядра $A_m(\vec{v}', \vec{v})$ (но при условии (2.4)).

На рис. 26 приведен набор спектральных структур для модели селективного рассеяния. Столкновительный "провал" здесь служит аналогом "полосы" в модели сильных столкновений, но, в отличие от последней, он по ширине значительно меньше $K\bar{v}$.

d) Совместное рассмотрение селективных и сильных столкновений. В соответствии с результатами работы /2/, распределение по скоростям для величины τ_m дается формулой:

$$\tau_m = -2 G^2 (N_m - N_n) W(v) \left\{ \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} \frac{f_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + (\Omega - K\bar{v})^2} + \frac{\tilde{\nu}_{2m} \sqrt{\pi} / K\bar{v}}{(\Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_{1m})(\Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_{1m} - \tilde{\nu}_{2m})} e^{-\left(\frac{\Omega}{K\bar{v}}\right)^2} + \frac{n_{1m} / 2 \Gamma_m}{(\Gamma_m + \nu_m) \sqrt{n_{1m} + 1}} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-|\xi| \sqrt{\Gamma_m \sqrt{n_{1m} + 1}}]}{\Gamma_{mn} + i(\Omega - K\bar{v} - K\xi)} d\xi \right\} ; \quad n_{1m} = \frac{\tilde{\nu}_{1m}}{\Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_{1m}} . \quad (2.19)$$

Здесь индекс 1 относится к селективным, индекс 2 - к сильным столкновениям. В распределении по скоростям присутствуют, таким образом, одновременно три члена: обычный "провал" Беннета, "столкновительный провал" из-за селективных столкновений и "полоса" "однородного" насыщения за счёт сильных столкновений. Площади

этих структур (в интеграле по ν) относятся как (в том же порядке)

$$\tau_{1m} : \tau_{2m}^{(1)} : \tau_{2m}^{(2)} ;$$

$$\tau_{1m} = \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} ; \tau_{2m}^{(1)} = \frac{\tilde{\nu}_{1m}}{(\Gamma_m + \nu_m)(\Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_{1m})} ; \tau_{2m}^{(2)} = \frac{\tilde{\nu}_{2m}}{(\Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_{1m})(\Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_{1m} - \tilde{\nu}_{2m})} \quad (2.20)$$

Нетрудно проверить, что $\tau_{1m} + \tau_{2m}^{(1)} + \tau_{2m}^{(2)} = \tau_m = 1 / (\Gamma_m + \nu_m - \tilde{\nu}_{1m} - \tilde{\nu}_{2m})$ есть полное время жизни атома на уровне m . Смысл времени τ_{1m} остался прежним, время $\tau_{2m}^{(1)}$ есть время жизни по отношению к спонтанному распаду, тушению и сильным столкновениям, $\tau_{2m}^{(2)}$ - все остальное время, дополняющее до полного времени жизни τ_m . В соответствии с общей идеологией, каждый релаксационный процесс даёт в насыщение вклад, пропорциональный времени, которое "отпущено" на этот процесс. Отсюда, в частности, следует, что сильные столкновения для селективных выступают в роли тушащих (время $\tau_{2m}^{(1)}$ уменьшается с увеличением частоты $\tilde{\nu}_{2m}$). Этот факт легко понять из следующих соображений. Кактолько произошло сильное столкновение, атом приобрел равновесное распределение по скоростям. В дальнейшем, независимо от того, по какому каналу происходит рассеяние, равновесное распределение нарушиться не может, так что дальнейшее взаимодействие с полем приводит только к "однородному" насыщению. В соответствии с этим и величина $\tau_{2m}^{(2)}$ "не чувствительна" к наличию селективных столкновений.

В коэффициенте усиления слабого поля в соответствии с (2.19) также одновременно присутствуют "полоса" доплеровской формы и "столкновительный провал":

$$\alpha_{\mu} \propto e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{k\nu}\right)^2} \left\{ (N_m - N_e) - 2G^2(N_m - N_n) \left[\operatorname{Re} \Psi_{\pm} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + 2\tau_{2m}^{(2)} \frac{\sqrt{\pi}}{k\nu} e^{-\left(\frac{\Omega}{k\nu}\right)^2} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \tau_{2m}^{(1)} \frac{1}{2\sigma_m \sqrt{n_{1m} + 1}} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-|\xi|/\sigma_m \sqrt{n_{1m} + 1}]}{\Gamma_{mn} + \Gamma_{me} + i(\Omega_{\mu} \mp \Omega - k\xi)} d\xi \right] \right\} \quad (2.21)$$

Отношение площадей спектральных структур даётся по-прежнему формулой (2.20). Вид их представлен на рис.2 . (совокупность гра - фиков рис.2а и рис.2б).

Таким образом, учет столкновений различных типов приводит к тому, что в коэффициенте усиления слабого поля, в присутствии силь - ного на смежном переходе, в интерференционном направлении вместо одной спектральной структуры наблюдаются четыре независимых: интерференционный "провал" шириной $\Gamma_n l$, "провал" Беннета ши - риной $\Gamma_{mn} + \Gamma_{ml}$, "столкновительный провал" с максимальной ши - риной $K \beta_m \sqrt{n_{zm} + 1}$ и, наконец, доплеровская полоса однородного насыщения ширины $K \bar{\nu}$.

3. Резонансная флюоресценция на возбужденных состояниях

В схеме резонансной флюоресценции (рис.1б) нелинейные интер - ференционные эффекты проявляются несколько иначе, чем в схеме комбинационного рассеяния. Здесь оба поля действуют на одном пе - реходе, так что необходимо решать уравнения (1.2) с матричным эле - ментом вида

$$V_{mn} = G e^{i(\Omega t - \vec{k} \vec{z})} + G_\mu e^{i(\Omega_\mu t - \vec{k}_\mu \vec{z})}; \quad \Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{mn} \quad (3.1)$$

Если по-прежнему считать поле G_μ слабым, то решение этих урав - нений удобно искать в виде:

$$\rho_j = N_j W(\vec{v}) + |G|^2 R_j + G G_\mu^* z_j e^{i(\varepsilon t - \vec{q} \vec{z})} + G^* G_\mu z_j^* e^{-i(\varepsilon t - \vec{q} \vec{z})};$$

$$\rho_{mn} = R e^{i(\Omega t - \vec{k} \vec{z})} + z e^{i(\Omega_\mu t - \vec{k}_\mu \vec{z})} + \bar{z} e^{i[(2\Omega - \Omega_\mu)t - (2\vec{k} - \vec{k}_\mu)\vec{z}]}; \quad (3.2)$$

$$j = m, n; \quad \varepsilon = \Omega_\mu - \Omega; \quad \vec{q} = \vec{k}_\mu - \vec{k}.$$

В стационарных, пространственно однородных условиях амплитуды

z_j, R_j, z, \bar{z}, R не зависят от координат и времени. Входящие сюда величины имеют следующий смысл. $N_j W(\vec{v})$ - заселенность уровня j в отсутствие всяких полей; $|G|^2 R_j$ - поправка на насыщение за счет одного только сильного поля; $R \exp[i(\Omega t - \vec{k}\vec{z})]$ - поляризация (недиагональный элемент), наведенная сильным полем,

$G G_\mu^* z_j, z, \bar{z}$ - амплитуды добавок к заселенности и поляризации из-за наличия слабого поля. Структура формул (3.2) говорит о том, что одновременное действие двух полей приводит, во первых, к колебанию заселенностей на разностной частоте и, во вторых, к возникновению поляризации не только на частотах слабого и сильного полей, но и на комбинационной частоте ($2\Omega - \Omega_\mu$).

При исследовании спектральных характеристик работы слабого поля мы ограничимся, как и в предыдущих разделах, первыми нелинейными поправками по $|G|^2$ и условием отсутствия "фазовой памяти" при столкновениях. В этом приближении, с учетом также условия (2.4), выражение для работы поля P_μ имеет вид:

$$P_\mu = -\hbar\omega 2 \operatorname{Re} [i G_\mu \langle z \rangle_{\vec{v}}] =$$

$$= 2\hbar\omega |G_\mu|^2 \left\{ N_0 \frac{\sqrt{\pi}}{k\vec{v}} e^{-\left(\frac{\Omega_\mu}{k\vec{v}}\right)^2} \right. \quad (3.3)$$

$$\left. + |G|^2 \operatorname{Re} \left\langle \frac{(R_m - R_n) + (z_m - z_n)}{\Gamma_{mn} + i(\Omega_\mu - \vec{k}_\mu \vec{v})} \right\rangle_{\vec{v}} \right\}; \quad N_0 = N_m - N_n.$$

Первый член в (3.3) - обычный, возникающий в линейной теории, второй член даёт нелинейные поправки. Входящие в него величины R_j, z_j находятся из уравнений:

$$\Gamma_j R_j = S_j(R_j) + N_0 W(\vec{v}) \left[\frac{1}{\Gamma_{mn} + i(\Omega - kv)} + \frac{1}{\Gamma_{mn} - i(\Omega - kv)} \right];$$

$$[\Gamma_j + i(\varepsilon - \vec{q}\vec{v})] z_j = S_j(z_j) + N_0 W(v) \left[\frac{1}{\Gamma_{mn} + i(\Omega_\mu - \vec{k}_\mu \vec{v})} + \frac{1}{\Gamma_{mn} - i(\Omega - kv)} \right]; \quad (3.4)$$

$$S_j(R_j) = -\nu_j R_j + \int A_j(\vec{v}', \vec{v}) R_j(\vec{v}') d\vec{v}'.$$

Уравнения (3.4) весьма похожи друг на друга. Более того, второе уравнение тождественно первому при $\varepsilon = 0$, $\vec{q} = 0$. Если по-прежнему ограничиться рассмотрением только двух взаимных ориентаций волновых векторов \vec{k} и \vec{k}_μ : $\vec{k} \uparrow \uparrow \vec{k}_\mu$ и $\vec{k} \uparrow \downarrow \vec{k}_\mu$. — то можно заметить следующее. При $\vec{k} \uparrow \downarrow \vec{k}_\mu$ ($\vec{q} = -2\vec{k}$)

член, пропорциональный $(z_m - z_n)$ в формуле (3.3) пропадает (в силу условия (2.4)). В отношении оставшегося члена можно повторить анализ, проведенный в предыдущем разделе с той лишь разницей, что вместо заселенности одного уровня (m), необходимо рассматривать разность заселенностей ($R_m - R_n$). Таким образом, для выявления новых эффектов, достаточно рассмотреть случай однонаправленных волн ($\vec{k} \uparrow \uparrow \vec{k}_\mu$ или $\vec{q} = 0$). Далее, условие (2.4) позволяет заменить в правой части второго уравнения (3.4) Ω_μ на Ω , так что для однонаправленных волн мы имеем следующий результат. Значения для z_j получаются из решения первого уравнения (3.4) для R_j заменой Γ_j на $\Gamma_j + i\varepsilon$.

В схеме резонансной флуоресценции по сравнению со схемой комбинационного рассеяния изменяют свой вид как "заселенностный" так и интерференционный члены. Однако изменение "заселенностного" члена несущественно (замена заселенности одного уровня на разность заселенностей $R_m - R_n$). Основное изменение связано с интерференционным членом. Существенным для нас является то, что он подвержен влиянию упругих столкновений. Дальнейший анализ можно проводить на основе результатов предыдущего раздела с учетом рецепта построения z_j из известного вида R_j :

а) Модель релаксационных констант /13/. Подставляя в формулу (3.3) известные выражения для R_j , z_j и усредняя по скоростям с учетом (2.4), получаем:

$$P_{\mu} \approx e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{kV}\right)^2} \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} + \frac{1}{\Gamma_n + \nu_n} + \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m + i\varepsilon} + \frac{1}{\Gamma_n + \nu_n + i\varepsilon} \right] \frac{1}{2\Gamma_{mn} + i\varepsilon} \right\}. \quad (3.5)$$

В нелинейной добавке выражения (3.5) имеется комбинация из трех дисперсионных кривых с ширинами $\Gamma_m + \nu_m$, $\Gamma_n + \nu_n$ и $2\Gamma_{mn}$. В соответствии с этим на доплеровском контуре возникают три узкие структуры с центром на частоте $\Omega_{\mu} = \Omega$. Появление спектральных структур с ширинами, определяющимися константами релаксации уровней (а не поляризации) связано с тем, что заселенности уровней периодически меняются со временем с частотой ε .

Если выполнено соотношение

$$\Gamma_{mn} = \frac{\Gamma_m + \nu_m + \Gamma_n + \nu_n}{2}, \quad (3.6)$$

что характерно для спонтанной релаксации или модели Лорентца, то выражение для P_{μ} упрощается:

$$P_{\mu} \approx e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{kV}\right)^2} \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{(\Gamma_m + \nu_m)(\Gamma_n + \nu_n + i\varepsilon)} + \frac{1}{(\Gamma_n + \nu_n)(\Gamma_m + \nu_m + i\varepsilon)} \right] \right\}. \quad (3.7)$$

Вместо трех "провалов" осталось два с одинаковыми амплитудами и ширинами $\Gamma_m + \nu_m$, $\Gamma_n + \nu_n$. Таким образом и при резонансной флуоресценции соотношение (3.6) является условием максимальной когерентности. Любое нарушение (3.6) (например, при вайскопфовском механизме уширения) связано с дополнительным релаксационным процессом и приводит к появлению третьего "провала".

Вернемся к формуле (3.5). В интеграле по интерференционному члену пропадает (как и в схеме комбинационного рассеяния), так что если изображать по отдельности "заселенностный" и интерференционный контуры, то картина, по отношению к одному из уровней $j = m, n$, имеет вид, изображенный на рис. 3а. В точке $\varepsilon = 0$ вклад в нелинейную добавку от "заселенностного" и интерференци-

онного членов одинаков, как это следует из замечания, сделанного выше, и непосредственно из (3.5).

Интересно отметить следующий факт. Включение вайскопфовского механизма уширения никак не влияет на ширину узкого интерференционного "провала"; она оказывается "нечувствительной" к нарушению фазовых соотношений между полем и поляризацией, наведенной в атоме. Возникает естественно вопрос, какую роль в этом отношении может играть диффузия в пространстве скоростей: будет ли самый узкий из интерференционных "провалов" определяться временем между двумя последовательными столкновениями, либо характеристикой для его ширины будет служить полное время жизни атома на уровне. Дальнейший анализ различных моделей столкновений показывает, что справедливо второе утверждение.

б) Модель сильных столкновений. Используя результаты предыдущего раздела, нетрудно получить

$$P_{\mu} \propto e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{k\bar{v}}\right)^2} \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \sum_{j=m,n} \left[\frac{1}{2\Gamma_{mn} + i\varepsilon} \left(\frac{1}{\Gamma_j + \nu_j} + \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \right) + \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2} \left(\frac{\tilde{\nu}_j}{\tilde{\Gamma}_j(\Gamma_j + \nu_j)} + \frac{\tilde{\nu}_j}{(\tilde{\Gamma}_j + i\varepsilon)(\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon)} \right) \right] \right\}; \quad \tilde{\Gamma}_j = \Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_j. \quad (3.8)$$

Здесь кроме членов, совпадающих по виду с (3.5), добавились члены (пропорциональные $\tilde{\nu}_j$) за счет диффузии в пространстве скоростей. Первый из них есть обычная "заселенностная" "полоса" шириной $k\bar{v}$, второй суть интерференционный "провал", ширина узкой части которого есть $\tilde{\Gamma}_j$ (рис.3б). Полный контур получается сложением кривых рис.3а и 3б. Величина $\tilde{\Gamma}_j$ определяется спонтанным затуханием и тушением при столкновениях. Таким образом, как и ожидалось, в спектре появился "провал", ширина которого определяется полным временем жизни атома на уровне. Появление "провала" объясняется тем, что некоторая доля (в данном случае — "однородная" часть) заселенности уровня j колеблется с разностной частотой ε в течение всего времени жизни на уровне.

Для экспериментального обнаружения узкого "провала" необходимо, чтобы его амплитуда была сравнима с амплитудой остальных. Мерой для этого служит отношение амплитуд графиков рис.3б и рис.3а:

$$\frac{2\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} \frac{\tilde{\nu}_j}{\tilde{\Gamma}_j} \Gamma_{mn} \quad (3.9)$$

Отсюда следует, что $\tilde{\Gamma}_j$ - "провал" заметен в том случае, когда становится заметным "однородное" насыщение. Увеличение частоты столкновений (с увеличением давления) приводит к более надежному выделению $\tilde{\Gamma}_j$ - "провала", т.к. $\tilde{\nu}_j$ довольно слабо зависит от давления (а именно, только за счет тушения).

Полный набор спектральных структур в данной модели состоит из $2\Gamma_{mn}$ - "провала", $(\Gamma_m + \nu_m)$ - и $(\Gamma_n + \nu_n)$ - "провалов", "полосы" "однородного" насыщения и двух узких интерференционных "провалов" шириной $\tilde{\Gamma}_m$ и $\tilde{\Gamma}_n$.

Результаты модели сильных столкновений легко обобщаются на случай вращательной релаксации (молекулярные системы)

$$\begin{aligned} P_{\mu} \approx e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{k\bar{v}}\right)^2} \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \sum_{j=m,n} \left[\frac{1}{2\Gamma_{mn} + i\varepsilon} \left(\frac{1}{\Gamma_j + \nu_j} + \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2} \left(\frac{\tilde{\nu}_j W_B(\mathcal{J}_j)}{\tilde{\Gamma}_j (\Gamma_j + \nu_j)} + \frac{\tilde{\nu}_j W_B(\mathcal{J}_j)}{(\tilde{\Gamma}_j + i\varepsilon)(\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon)} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Здесь предполагалось, что каждое столкновение приводит к максвелловскому распределению по скоростям и больцмановскому $W_B(\mathcal{J}_j)$ по вращательным уровням \mathcal{J}_j . В качестве рабочего перехода взят переход $m, \mathcal{J}_m \rightarrow n, \mathcal{J}_n$

Формула (3.10) по своей структуре аналогична (3.8). Ширина самого узкого интерференционного "провала" определяется временем жизни в колебательном состоянии. Это связано с эффективным продлением жизни в состоянии j, \mathcal{J}_j , несмотря на наличие неупругих столкновений. Выражение для относительной амплитуды $\tilde{\Gamma}_j$ - "провала" приобретает больцмановский множитель $W_B(\mathcal{J}_j)$.

так что вместо фактора (3.9) возникает фактор

$$\frac{2\sqrt{\pi}}{k\tilde{v}} \frac{\tilde{\nu}_j}{\tilde{\Gamma}_j} \Gamma_{mn} W_B(\mathcal{J}_j). \quad (3.11)$$

с) Селективные столкновения. Факт возникновения "провалов" с шириной, характеризующейся полным временем жизни на уровне, не должен, очевидно, зависеть от модели столкновений. Изменения, связанные с моделью, могут отразиться лишь на их амплитуде. Действительно, в любом случае за счет диффузии в пространстве скоростей существует часть полной заселенности, "живущая" до тех пор, пока атом находится на уровне. Колебание этой части на разностной частоте и приводит к появлению соответствующей спектральной структуры. Дополнительным подтверждением этой мысли служит пример модели селективных столкновений. Для работы слабого поля имеет место следующее выражение:

$$\begin{aligned} P_m \approx e^{-\left(\frac{\Omega_m}{k\tilde{v}}\right)^2} & \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \sum_{j=m,n} \left[\frac{1}{2\Gamma_{mn} + i\varepsilon} \left(\frac{1}{\Gamma_j + \nu_j} + \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \right) + \right. \right. \\ & + \frac{1}{2} \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j} \frac{n_j}{\sigma_j \sqrt{n_j + 1}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-|\xi|/\sigma_j \sqrt{n_j + 1}]}{2\Gamma_{mn} + i(\varepsilon - k\xi)} d\xi + \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \frac{n_j(\varepsilon)}{\sigma_j \sqrt{n_j(\varepsilon) + 1}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-|\xi|/\sigma_j \sqrt{n_j(\varepsilon) + 1}]}{2\Gamma_{mn} + i(\varepsilon - k\xi)} d\xi \right] \right\}; \quad (3.12) \\ n_j(\varepsilon) &= \nu_j / (\Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_j + i\varepsilon). \end{aligned}$$

Первый интегральный член описывает столкновительный "провал" на уровне j , второй - изменение интерференционного члена за счет упругих столкновений. Если предположить, что

$\Gamma_{mn} \ll k\sigma_j \sqrt{n_j + 1}$, то второй интегральный член приобретает вид

$$\frac{\pi}{2} \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \frac{1}{\sqrt{(\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon)(\tilde{\Gamma}_j + i\varepsilon)}}, \quad (3.13)$$

т.е. он описывает интерференционную структуру, узкая часть которой имеет ширину $\tilde{\Gamma}_j$. Можно показать, что уменьшение ведет к изменению формы этого члена от (3.18) до

$$\frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \frac{1}{\tilde{\Gamma}_j + i\varepsilon}, \quad (3.14)$$

причем так, что ширина узкой части всегда остается $\sim \tilde{\Gamma}_j$. Амплитуда интерференционного числа, как обычно, равна амплитуде "заселенностного". Вид добавочных структур (интегральных членов в (3.12) показан на рис. 3с. В отличие от модели сильных столкновений, где доплеровская "полоса" по форме одинакова для обоих уровней, здесь столкновительные "провалы" различны для уровней m , n , так что в модели селективных столкновений полное число спектральных структур на одну больше, чем в модели сильных столкновений. Отношение амплитуды $\tilde{\Gamma}_j$ - "провала" к амплитуде "провала" Беннета дается величиной ($\Gamma_{mn} \ll \kappa \sigma_j \sqrt{n_j + 1}$):

$$\frac{\pi}{\kappa \sigma_j \sqrt{n_j + 1}} \frac{\tilde{\nu}_j}{\tilde{\Gamma}_j} \Gamma_{mn}. \quad (3.15)$$

Отсюда видно, что амплитуда $\tilde{\Gamma}_j$ - "провала" тем больше, чем меньше дисперсия скорости за время жизни на уровне (т.е. чем меньше $\kappa \sigma_j \sqrt{n_j + 1}$).

d) Совместное рассмотрение селективных и сильных столкновений. В этой ситуации форма линии излучения слабого поля обладает наиболее богатым спектральным составом. Работа поля G_{μ} дается выражением

$$\begin{aligned} P_{\mu} \approx & e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{\kappa \tilde{\nu}}\right)^2} \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \sum_{j=m,n} \left[\frac{1}{2\Gamma_{mn} + i\varepsilon} \left(\frac{1}{\Gamma_j + \nu_j} + \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\sqrt{\pi}}{\kappa \tilde{\nu}} e^{-\left(\frac{\Omega_{\mu}}{\kappa \tilde{\nu}}\right)^2} \left(\frac{\tilde{\nu}_{2j}}{\tilde{\Gamma}_j (\Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{2j})} + \frac{\tilde{\nu}_{2j}}{(\tilde{\Gamma}_j + i\varepsilon)(\Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{2j} + i\varepsilon)} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j} \frac{n_{2j}}{2\sigma_j \sqrt{n_{2j} + 1}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-|\xi|/\sigma_j \sqrt{n_{2j} + 1}]}{2\Gamma_{mn} + i(\varepsilon - \kappa \xi)} d\xi + \right. \right. \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$+ \frac{1}{\Gamma_j + \nu_j + i\varepsilon} \frac{n_{1j}(\varepsilon)}{2\sigma_j \sqrt{n_{1j}(\varepsilon) + 1}} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-|\xi|/\sigma_j \sqrt{n_{1j}(\varepsilon) + 1}]}{2\Gamma_{mn} + i(\varepsilon - \kappa\xi)} d\xi \right\};$$

$$n_{1j} = \frac{\tilde{\nu}_{1j}}{\Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{1j}}; \quad n_{1j}(\varepsilon) = \frac{\tilde{\nu}_{1j}}{\Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{1j} + i\varepsilon}; \quad \tilde{\Gamma}_j = \Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{1j} - \tilde{\nu}_{2j}.$$

Здесь также индекс 1 относится к селективным, индекс 2 — к сильным столкновениям. Интерференционный $\tilde{\Gamma}_j$ — "провал" имеет амплитуду "однородного" насыщения (соответствующий член пропорционален $\tilde{\nu}_{2j}$), в соответствии с тем, что максимальное время жизни реализуется в канале сильных столкновений. За счёт селективных столкновений возникает интерференционный "провал" шириной $\tilde{\Gamma}_j + \tilde{\nu}_{2j} = \Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{1j}$, но не $\tilde{\Gamma}_j$, т.к. сильные столкновения для селективных эквивалентны тушению, что приводит к уменьшению соответствующего времени релаксации.

Результирующая нелинейная добавка в работе поля (3.16) получается суммированием всех кривых рис.3. Полное число различных спектральных структур равно, таким образом, десяти. Каждая из них ответственна за определенный релаксационный процесс.

4. Пленение излучения

Применение полученных выше результатов к частному случаю пленения резонансного излучения приводит к любопытному и несколько неожиданному эффекту — сужению спектральной линии с увеличением давления.

Известно, что если один из рабочих уровней (например, m) оптически связан с основным состоянием (0), то при достаточной плотности газа на переходе $m \rightarrow 0$ происходит пленение излучения. В атомных системах, где преобладает спонтанная релаксация, этот эффект проявляется особенно сильно.

Рассмотрим следующую схему. На переходе между двумя возбужденными уровнями атома (m и n) действуют сильное (G) и слабое (G_m) поля, и уровень m оптически связан с основным состоянием 0 . Упругими столкновениями, изменяющими скорость атома, ради простоты пренебрегаем. В этой ситуации можно восполь-

зоваться результатами предыдущего раздела, сделав предваритель-
но следующую замену /4/:

$$\Gamma_m = A_m + \nu_m; \quad \Gamma_n = A_n; \quad \tilde{\nu}_m = A_{m0} + \nu_m; \quad \Gamma_{mn} = \frac{A_m + \nu_m + A_n}{2}, \quad (4.1)$$

где A_m, A_n - коэффициенты Эйнштейна для уровней m, n ;

A_{m0} - коэффициент Эйнштейна для перехода $m \rightarrow 0$; ν_m - частота других процессов (типа резонансного обмена возбуждения), приводящих также к модели сильных столкновений. В качестве частоты сильных столкновений выступает величина $A_{m0} + \nu_m$.

В новых обозначениях выражение для работы слабого поля в присутствии сильного имеет вид:

$$\begin{aligned} P_m \approx e^{-\left(\frac{\Omega_m}{K\bar{\nu}}\right)^2} \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \left[\left(\frac{1}{(A_m + \nu_m)(A_n + i\varepsilon)} + \frac{1}{A_n(A_m + \nu_m + i\varepsilon)} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\sqrt{\pi}}{K\bar{\nu}} e^{-\left(\frac{\Omega}{K\bar{\nu}}\right)^2} \left(\frac{A_{m0} + \nu_m}{(A_m + \nu_m)(A_m - A_{m0})} + \frac{A_{m0} + \nu_m}{(A_m + \nu_m + i\varepsilon)(A_m - A_{m0} + i\varepsilon)} \right) \right] \right\}. \quad (4.2) \end{aligned}$$

Последний член, пропорциональный $A_{m0} + \nu_m$, обусловлен пленением излучения. Он состоит из "полосы" "однородного" насыщения и интерференционной структуры, ширина узкой части которой есть $A_m - A_{m0}$. Оставшиеся члены дают форму линии излучения для изолированного атома, обладающую двумя "провалами" шириной $A_m + \nu_m$ и A_n . Пленение излучения приводит к появлению структуры, ширина которой ($A_m - A_{m0}$) меньше естественной ширины A_m уровня m . Если спонтанный распад идет преимущественно в основное состояние, то может осуществляться соотношение $A_m - A_{m0} \ll A_m$, а также $A_m - A_{m0} \ll A_n$, так что возникший за счёт пленения "провал" по ширине может оказаться значительно меньше всех естественных ширин, фигурирующих в задаче. Отношение амплитуды ($A_m - A_{m0}$) - "провала" к амплитуде ($A_m + \nu_m$) - "провала" есть

$$\frac{\sqrt{\pi}}{K\bar{\nu}} \frac{A_n}{A_m - A_{m0}} (A_m + \nu_m). \quad (4.3)$$

В некоторых системах фактор (4.3) может оказаться достаточно большим, и узкий "провал" может быть вполне заметен.

Проиллюстрируем полученные результаты на примере атома Ne . В качестве перехода $m \rightarrow n$ возьмем переход $2s_2 \rightarrow 2p_4$ ($1,15 \mu$). В соответствии с данными /4, 15, 16/ имеем следующие значения необходимых нам параметров:

$$A_m = 26 \text{ Мгц}; \quad A_n = 8,3 \text{ Мгц}; \quad A_m - A_{m0} = 1,6 \text{ Мгц}; \quad K\bar{\nu} = 400 \text{ Мгц}. \quad (4.4)$$

Таким образом, ширина интерференционного "провала" из-за пленения для данного примера оказывается значительно меньше естественных ширин A_m и A_n . Фактор же (4.3) даже при экстраполяции в нуль давления составляет $\sim 66\%$, т.е. относительная амплитуда узкого "провала" достаточно велика.

Заметим, что формула (4.2) применима, вообще говоря, при таких давлениях, когда пленение можно считать полным. В области низких давлений, в отсутствие пленения, последний член в (4.2) пропадает. Для неона это означает, что контур линии будет содержать "провал", являющийся суперпозицией двух: с шириной 26 Мгц и 8,3 Мгц. Роль пленения излучения экспериментально должна проявляться в том, что при увеличении давления суммарный "провал" вначале эффективно сужается, а затем выделяется тонкая структура шириной 1,6 Мгц.

5. Заключение

Суммируем главные, полученные в данной работе, результаты. В трехуровневых системах упругие столкновения, при учете первых нелинейных поправок, проявляются ровно в той мере, в какой они влияют на заселенность общего уровня m . На интерференционные члены они влияния не оказывают. Форма линии излучения слабого поля оказывается однозначно связанной с распределением по скоростям заселенности уровня m . В этом отношении особенно интересен случай встречных волн, где распределение заселенности по скоростям может быть получено из графика d_m как функции Ω_m с помощью простого пересчета. Это особенно важно при изучении характера диффузии в пространстве скоростей и с точки зрения проверки модели столкновений.

Двухуровневые системы дают значительно более богатый спектр для коэффициента усиления (поглощения) слабого поля. Здесь к столкновениям чувствительны и интерференционные структуры. Важным фактом является возникновение узких интерференционных "провалов", связанных с определенным релаксационным процессом. Максимально узкий "провал" отвечает наиболее длительному процессу релаксации заселенностей, причем неважно, связан этот процесс с упругими или неупругими столкновениями.

В приложении к пленению резонансного излучения может быть обнаружен интересный факт - сужение полного "провала" в контуре линии \mathcal{F}_m с увеличением давления.

Л и т е р а т у р а

- [1] А.П.Кольченко, С.Г.Раутиан, А.М.Шалагин. ЖЭТФ (в печати)
- [2] А.П.Кольченко, А.А.Пухов, С.Г.Раутиан, А.М.Шалагин. ЖЭТФ (в печати).
- [3] И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, Письма, 10, 296, 1969.
- [4] И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, С.Г.Раутиан, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 58, 1243, 1970.
- [5] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 58, 1090, 1970.
- [6] А.И.Алексеев, В.М.Галицкий. ЖЭТФ, 57, 1002, 1969.
- [7] С.Н.Атутув, А.Г.Никитенко, С.Г.Раутиан, Э.Г.Сапрыкин. ЖЭТФ, Письма, 13, 232, 1971.
- [8] С.Н.Багаев, Л.С.Василенко, В.П.Чеботаев. Препринт Института физики полупроводников СО АН СССР, № 15, 1970.
- [9] Г.Е.Ноткин, С.Г.Раутиан, А.А.Феоктистов. ЖЭТФ, 52, 1673, 1967.
- [10] С.Г.Раутиан, А.А.Феоктистов. ЖЭТФ, 56, 227, 1969.
- [11] Т.Я.Попова, А.К.Попов, С.Г.Раутиан, Р.И.Соколовский. ЖЭТФ, 57, 850, 1969.
- [12] *M.S. Feld, A. Javan. Phys. Rev., 177, 540, 1969.*
- [13] Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 61, 922, 1971.
- [14] С.Г.Раутиан. ЖЭТФ, 51, 1176, 1966.
- [15] *W.R. Bennet, Jr., P.J. Kindlmann. Phys. Rev., 149, 38, 1966.*
- [16] В.Беннет. Газовые лазеры. Изд.Мир, 1964.

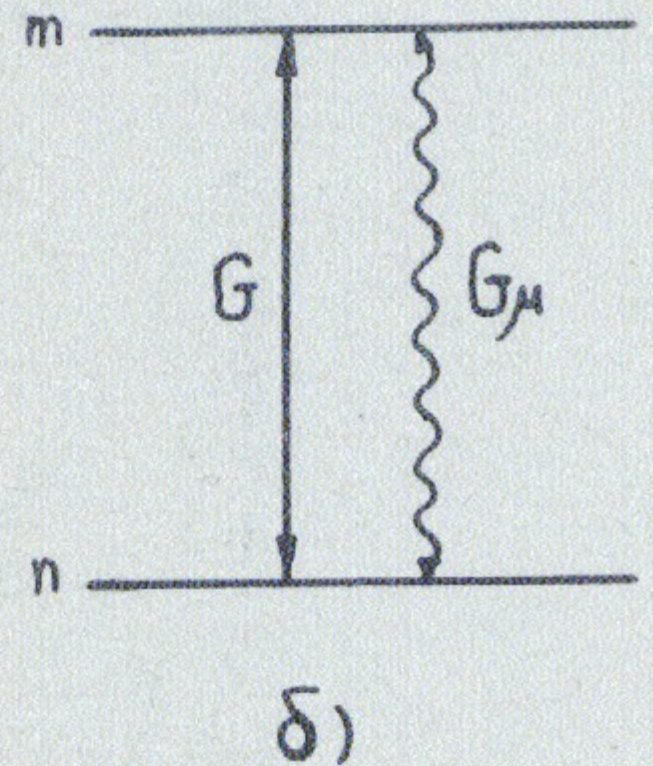
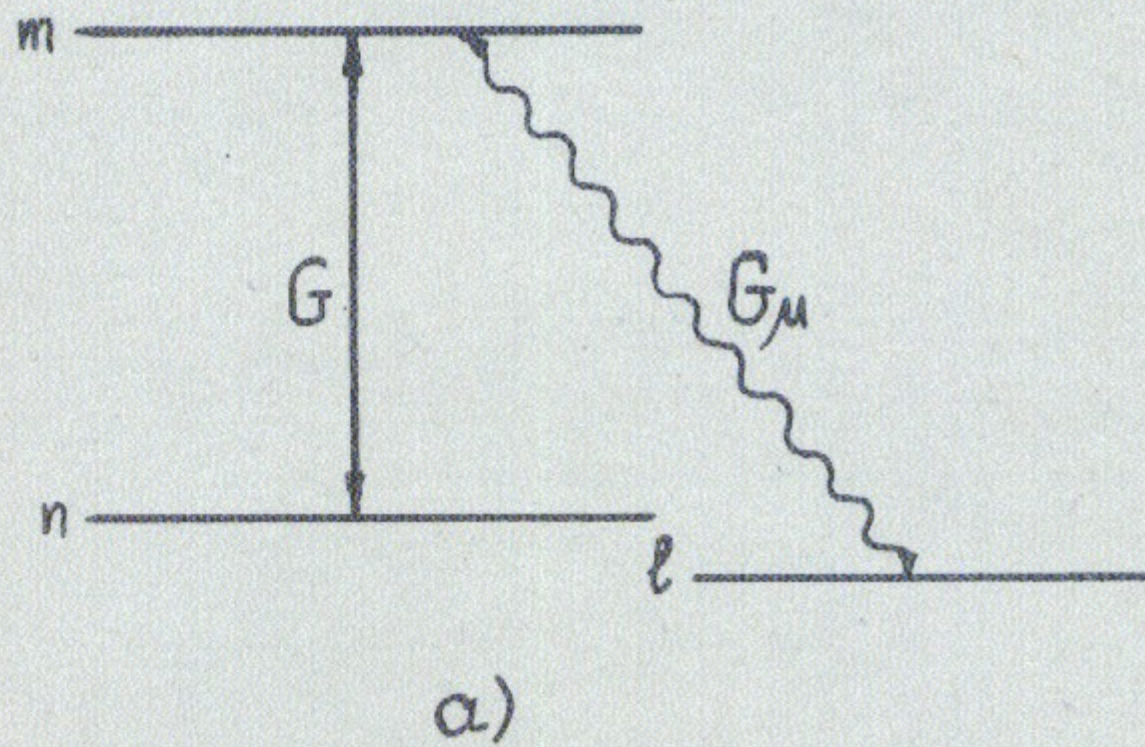


Рис.1. Схемы переходов: а) трехуровневая система (схема типа комбинационного рассеяния), б) двухуровневая система (схема резонансной флюоресценции на возбужденных состояниях).

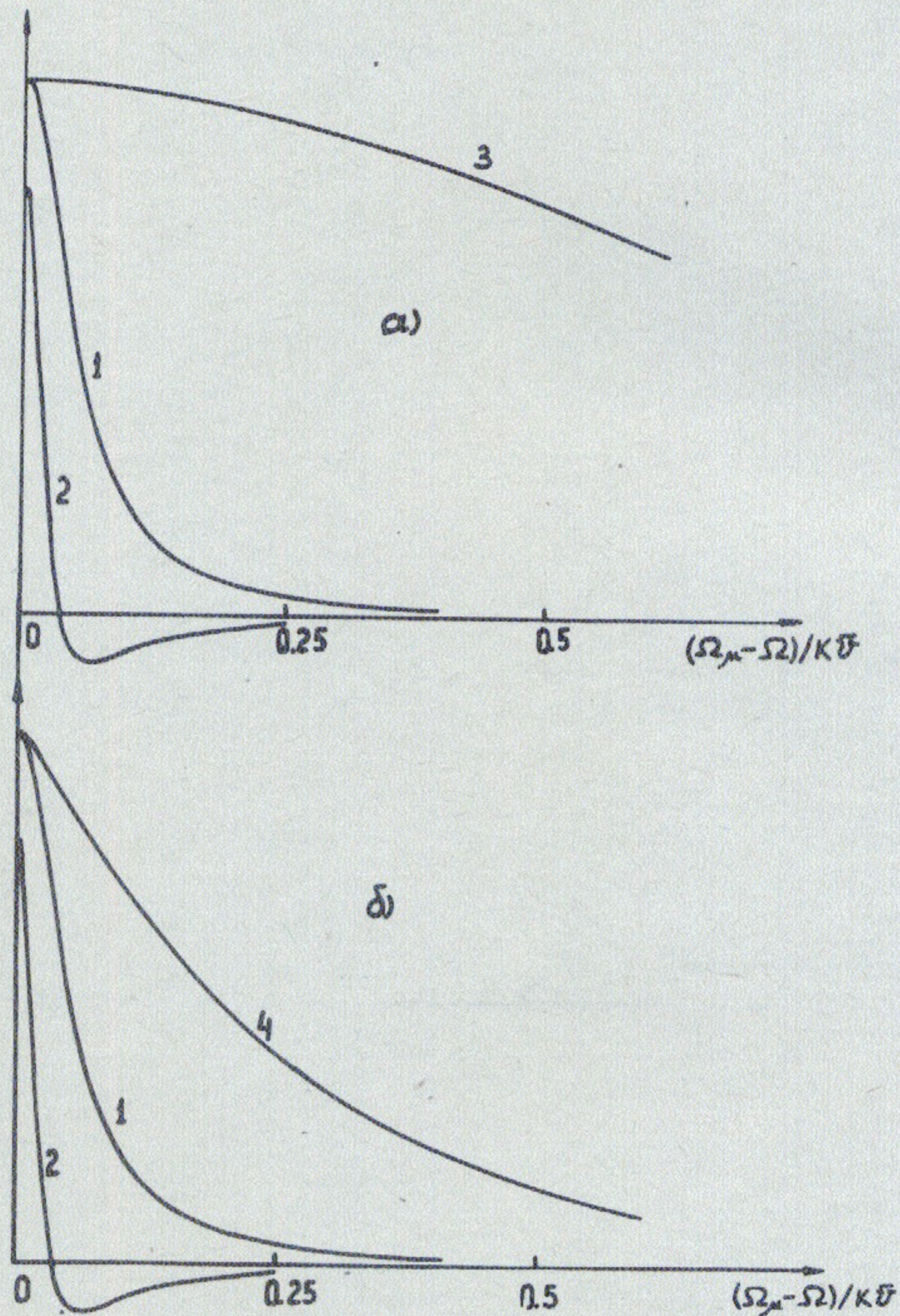


Рис.2. Вид нелинейных добавок для α_μ в схеме комбинационного рассеяния. а) модель сильных столкновений, б) модель селективных столкновений. 1 - "провал" Беннета; 2 - интерференционная структура; 3 - доплеровская "полоса" однородного насыщения; 4 - столкновительный "провал". $\sigma_m \sqrt{n_m + 1} = 5 \Gamma_{mn} / K$; $\Gamma_{mn} = 0,05 K \bar{U}$; $\Gamma_{ne} = (\Gamma_{mn} + \Gamma_{me}) / 2$; $(\Gamma_m + \nu_m) / \Gamma_{ne} = 0,8$.

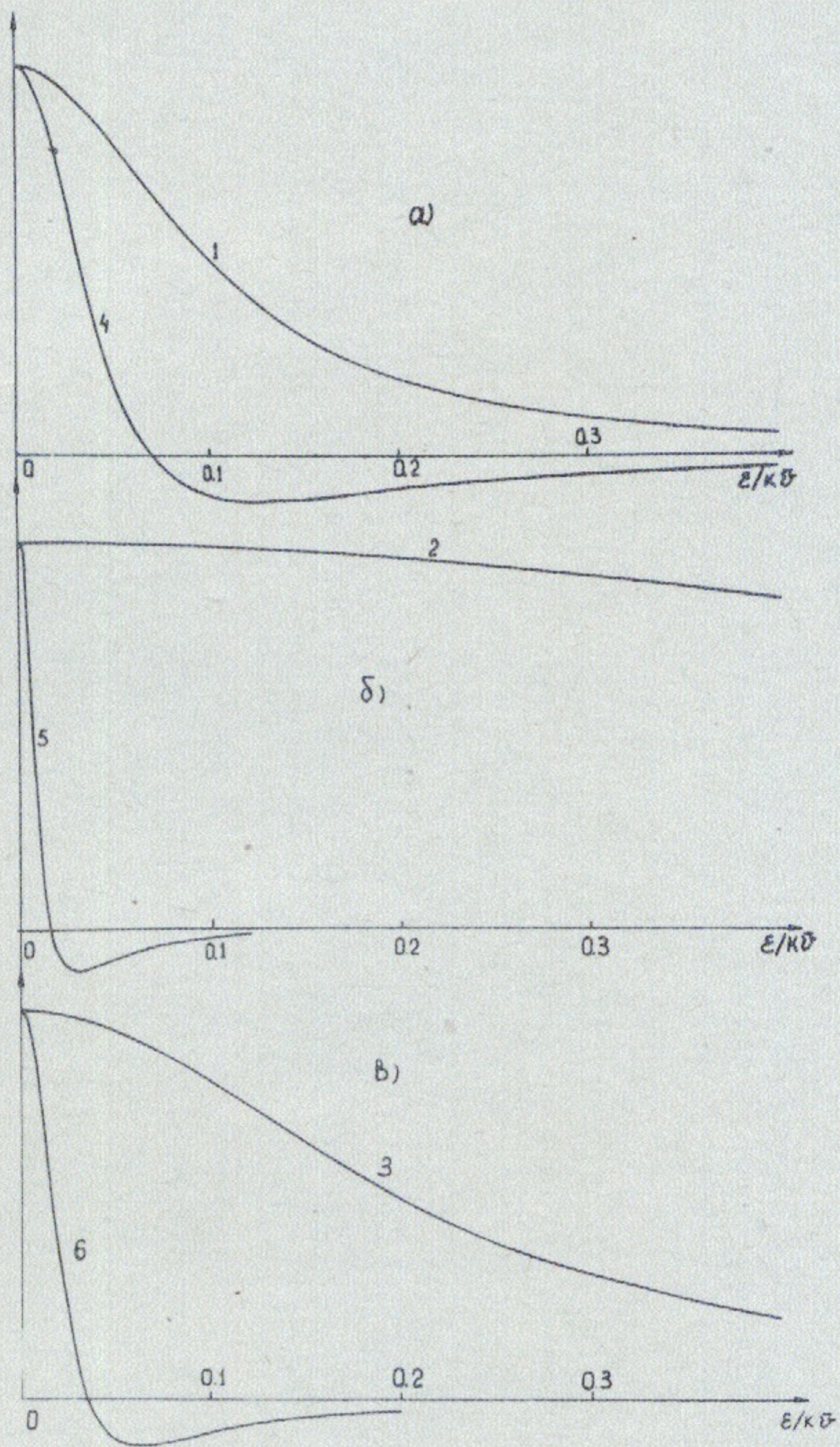


Рис. 3. Вид нелинейных добавок (по отношению к уровню j) в работе слабого поля для схемы резонансной флюоресценции. 1 - "заселенностный" $2\Gamma_{mn}$ - "провал"; 2 - "полоса" однородного насыщения; 3) столкновительный "провал"; 4, 5, 6 - соответствующие интерференционные структуры. $\Gamma_{mn} = 0.05 k\bar{\nu}$; $\Gamma_j + \nu_j = \Gamma_{mn}$; $\Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{1j} = (\Gamma_j + \nu_j)/2$; $\Gamma_j + \nu_j - \tilde{\nu}_{2j} - \tilde{\nu}_{2j} = (\Gamma_j + \nu_j)/5$. Ширина столкновительного "провала" взята равной $4\Gamma_{mn}$.

Ответственный за выпуск А.М. Шалагин
Подписано к печати 17/12-72 г. № 10204
Усл. 1,5 печ. л., тираж 250 экз. Бесплатно.
Заказ № 23 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на роталпринте в ИЯФ СО АН СССР, нв.