

535,34

**ПОГЛОЩЕНИЕ МОЩНОГО РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ УШИРЕНИИ ЛИНИИ****С. И. Яковленко****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	593
2. Слабые поля	596
а) Оптические столкновения (596). б) Оптические столкновения и поглощение излучения при свободном пролете (600).	
3. Насыщение поглощения	602
4. Оптические столкновения в сильном поле	603
а) Компаунд-система с сильной связью, атом-поле (604). б) Характер зависимости ОС-сечений от частоты и напряженности поля (606).	
5. Кинетика поглощения мощного резонансного излучения	608
а) Поглощение света в отсутствие неупругих переходов (608). б) Поглощение света при учете неупругой релаксации (610). в) Нелинейные эффекты (613).	
6. Эксперименты	615
а) Исследование околорезонансного рассеяния лазерного излучения (615). б) Наблюдение нелинейных эффектов в крыле линии (617).	
Цитированная литература	619

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие резонансного оптического излучения с газом и плазмой имеет место, например, при переносе излучения в линиях; при формировании светового потока в лазере; при распространении импульса света внешнего источника в резонансно усиливающей (поглощающей) среде. Каждая из перечисленных областей исследований весьма обширна, имеет свои интересные приложения и использует свои теоретические методы при постановке и анализе возникающих задач. Общим является то, что все они используют одинаковые локальные характеристики оптических переходов в атомных линиях: коэффициент поглощения, мощность, поглощаемую в единице объема, и т. п. Зависимость этих характеристик от частоты (т. е. контур линии) обычно определяется столкновениями, доплер-эффектом и (в лазерных полях) интенсивностью излучения.

1. Исследования локальных характеристик контура линии сначала проводились в рамках теории уширения спектральных линий¹⁻⁴, которая была развита в основном для нужд диагностики плазмы и в связи с исследованием переноса излучения. В таких задачах можно пренебрегать влиянием светового поля на локальную форму линии. Это упрощение позволило довольно детально установить связь контура линии со свойствами среды и «уширяющих» частиц, в частности, проследить за тем, какие частоты излучаются (поглощаются) во время свободного пролета, какие — в ходе уширяющего столкновения.

С появлением лазеров стала развиваться нелинейная спектроскопия резонансного излучения⁵⁻⁷, учитывающая влияние электромагнитного (э.м.) поля на оптические свойства среды. Была построена теория, опираю-

щаяся на кинетические уравнения, в которых члены, описывающие переходы под воздействием э.м. поля, не полагались малыми по сравнению с членами, описывающими релаксацию за счет столкновений. На основе этой теории получены формулы, описывающие насыщение поглощаемой удельной мощности; рассмотрены эффекты, связанные с влиянием индуцированных переходов на распределение по скоростям излучающих (поглощающих) частиц («выедание» доплеровского контура и т. п.).

Тем не менее ставшая теперь уже классической теория поглощения мощного резонансного излучения принципиально ограничена тем, что не учитывает оптические переходы, происходящие непосредственно в течение столкновения атома с уширяющей частицей. Это проявляется, например, в том, что даже в пределе слабых полей результаты нелинейной теории не описывают всего контура линии, известного из теории уширения, причем различие возникает в крыльях линии именно для тех частот, которые поглощаются в ходе столкновения. Следует отметить, что на этот факт долгое время не обращалось внимания, поскольку глубокая связь нелинейной спектроскопии с теорией уширения не была прослежена с достаточной полнотой.

Указанное выше ограничение формально является следствием того, что релаксационные константы, описывающие столкновения в кинетических уравнениях ⁵⁻⁷, считаются не зависящими ни от частоты, ни от напряженности мощного э.м. поля. В то же время эта зависимость может быть получена лишь на основе детального рассмотрения акта поглощения света в ходе уширяющего столкновения.

2. Вопросы, связанные с поглощением света в ходе столкновения в сильном световом поле, начали изучаться в теории радиационных столкновений ⁸. Здесь были впервые ⁹ предсказаны эффекты оптико-столкновительной нелинейности, связанные с влиянием сильного поля на динамику оптического перехода в течение столкновения. Затем аналогичные эффекты были исследованы и для уширяющих столкновений ^{10, 11}. Теоретическое описание поглощения резонансного излучения оказалось сложнее, чем теория радиационных столкновений. В основе трудностей лежит то, что оптический переход в атоме, резонирующем с э.м. полем, возможен как во время свободного пролета, так и в ходе столкновения. Даже в слабых полях это усложняет рассмотрение кинетики поглощения света средой, которая в общем случае не сводится к простому суммированию актов поглощения света, как это имеет место в радиационных столкновениях, где квант может быть поглощен только в ходе взаимодействия сталкивающихся частиц. Если, кроме того, переход индуцируется сильным э.м. полем, то нелинейные эффекты как динамического, так и кинетического характера взаимопереплетаются весьма сложным образом ^{11, 12, 13}.

Тем не менее, используя опыт, накопленный в теории уширения и теории радиационных столкновений, указанные выше эффекты удастся разделить и дать им простую физическую трактовку. Сейчас уже можно считать сформировавшимися основы теории, учитывающей влияние на форму линии нелинейных эффектов как динамического, так и кинетического характера, а также справедливой в сравнительно широком диапазоне частот. Эту теорию можно условно назвать «нелинейной теорией уширения спектральных линий» ¹¹. За последние годы появились сообщения об экспериментах, в которых наблюдались некоторые из предсказанных оптико-столкновительных нелинейных эффектов. Наиболее интересны из них, по-видимому, эксперименты группы Зэке ^{14, 15} и группы Бонч-Бруевича ¹⁶. Данный обзор посвящен изложению основ нелинейной теории уширения и обсуждению наиболее интересных из последних экспериментов *).

*) Более подробное изложение этих вопросов содержится в работах ^{17, 18}.

3. Изложение построено следующим образом. В гл. 2 анализируется поглощение слабого излучения в рамках приближений, обычных для теории уширения спектральных линий. Однако по форме проведенное здесь рассмотрение существенно отличается от принятого ^{1-4, 19}. Оно разбито на два этапа. Сначала анализируется динамика *оптического столкновения*, т. е. отдельного акта поглощения фотона в ходе уширяющего столкновения (п. а) гл. 2) и лишь затем на основе этого анализа производится переход к кинетической задаче, т. е. к рассмотрению совокупности актов поглощения фотонов в среде (п. б) гл. 2). Для парных столкновений такой подход удобнее. Он позволяет сразу использовать то, что при расстройке частоты, много большей обратного времени свободного пролета, диссипация света в среде может быть описана как совокупность оптических столкновений, а это дает возможность сравнительно просто получить основные результаты. Кроме того, такое построение теории допускает естественное обобщение (гл. 4) на случай сильного э.м. поля.

В гл. 3 рассмотрен простейший нелинейный эффект кинетического типа — насыщение поглощения в двухуровневой системе. Рассмотрение исходит не из уравнений для матрицы плотности (как это обычно принято ⁵⁻⁷), а из элементарных уравнений баланса заселенностей. В то же время в выражениях для скоростей индуцированных переходов используется спектральная функция, полученная в теории уширения (модифицированная формула Лоренца; гл. 2), которая описывает весь контур линии. Такой подход, несмотря на простоту, позволяет не только получить известное в нелинейной спектроскопии выражение для поглощаемой мощности, но и несколько обобщить результат. А именно, полученная здесь формула в пределе слабых полей, не влияющих на населенности, дает весь контур линии, известный из теории уширения.

В гл. 4, 5 теория обобщается на случай сильных полей, которые могут влиять на динамику оптических столкновений. Динамическая часть задачи рассмотрена в гл. 4. Суть обобщения состоит в переходе к новому базису волновых функций системы «атом + э.м. поле», в котором состояния атома и поля перемешаны. Уширяющая частица вызывает переходы между этими «новыми» состояниями, и именно эти переходы отвечают диссипации световой энергии в ходе столкновения в сильном э. м. поле. Получены уравнения, описывающие оптические столкновения в сильном э.м. поле (п. а) гл. 4), анализируется зависимость частоты оптических столкновений от характеристик э.м. поля (частоты и напряженности, п. б) гл. 4).

В гл. 5 рассмотрена кинетика поглощения мощного излучения в среде с учетом влияния э. м. поля на динамику оптических столкновений. Сначала (п. а) гл. 5) анализируется нестационарная задача для случая, когда несущественна неупругая релаксация (т. е. столкновительные и спонтанные радиационные переходы между состояниями атома). Затем рассмотрена стационарная задача (такая же, как в гл. 3) с учетом неупругой релаксации (п. б) гл. 2). Полученное выражение для поглощаемой в единице объема мощности может быть записано в виде, совпадающем с известными результатами ⁵⁻⁷. Однако фигурирующая в этом выражении частота столкновений, описывающая так называемую фазовую релаксацию, является сложной функцией как частоты, так и напряженности э.м. поля. Вид этой функции следует из рассмотрения гл. 4. С ростом интенсивности э.м. поля скорость фазовой релаксации падает, что приводит к проявлению эффектов оптико-столкновительной нелинейности. Например, в статическом крыле линии поглощаемая мощность немонотонно зависит от напряженности э.м. поля.

Эффекты оптико-столкновительной нелинейности качественно можно

интерпретировать следующим образом. В слабых полях вероятность оптического перехода за время столкновения пропорциональна квадрату матричного элемента перехода, т. е. интенсивности света. При отнесении этой вероятности к плотности потока фотонов получается сечение фотоперехода, не зависящее от интенсивности э.м. поля и являющееся, в частности, характеристикой скорости фазовой релаксации. Однако в достаточно сильных полях вероятность перехода за время столкновения не может быть пропорциональной интенсивности света уже потому, что должна быть меньше единицы. Следовательно, сечение фотоперехода и скорость упругой релаксации при дальнейшем росте интенсивности должны падать. Определение характерного времени столкновения в общем случае требует детального рассмотрения динамической задачи (гл. 4). Здесь укажем только, что оптико-столкновительная нелинейность возникает при напряженностях э.м. поля 10^6 — 10^8 В/см, что соответствует интенсивности света 10^7 — 10^9 Вт/см².

В гл. 6 кратко изложены результаты экспериментов ¹⁴, ¹⁶. Группой Зёке ¹⁴ при исследовании резонансной флуоресценции паров стронция в сильных полях ($3,5 \cdot 10^6$ — $3,5 \cdot 10^7$ Вт/см²) было обнаружено уменьшение (до восьми раз) скорости фазовой релаксации, обусловленной столкновениями стронция с буферным газом аргоном. Группой Бонч-Бруевича было целенаправленно обнаружено падение поглощаемой мощности с ростом интенсивности лазерного излучения, предсказанное в работе ¹⁰. Измерения велись по флуоресценции паров талия в аргоне. Оптико-столкновительная нелинейность обнаружена при интенсивностях света $\approx 10^9$ Вт/см².

2. СЛАБЫЕ ПОЛЯ

В этом параграфе рассмотрена ситуация, когда переход в атоме под воздействием э.м. поля за время столкновения с упирающей частицей маловероятен. В этом случае при рассмотрении акта поглощения или

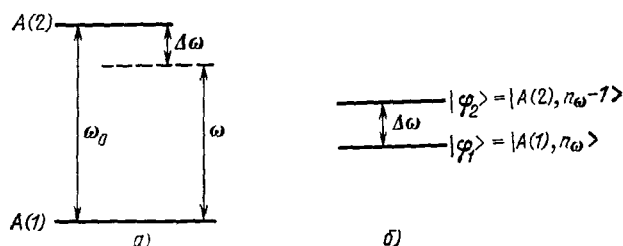


Рис. 1. Схема термов атома А (а) и компаунд-системы «атом + э. м. поле» (б).

излучения фотона в ходе столкновения поле можно считать слабым, что позволяет сравнительно просто найти оптические характеристики среды на основе теории возмущений.

а) Оптические столкновения

Рассмотрим сначала динамическую задачу — изолированное столкновение атома А с упирающей частицей В, происходящее в монохроматическом э.м. поле частоты ω , близкой к частоте ω_0 перехода $1 \rightarrow 2$ в атоме А (рис. 1). Точнее говоря, рассмотрим следующий оптико-столкновительный переход:

$$A(1) + B + \hbar\omega \rightarrow A(2) + B. \quad (2.1)$$

Столкновение, в ходе которого происходит переход (2.1), будем далее называть *оптическим столкновением* (ОС).

Пусть гамильтониан составной (компаунд) системы «поле + сталкивающиеся частицы» имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_\varepsilon + \hat{V}_{A\varepsilon} + V_{AB}(t); \quad (2.2)$$

здесь \hat{H}_A — гамильтониан электронной оболочки А; $\hat{H}_\varepsilon = \hbar\omega\hat{a}_\omega^+\hat{a}_\omega$ — гамильтониан свободного поля, \hat{a}_ω^+ , \hat{a}_ω — операторы рождения и уничтожения квантов; $\hat{V}_{A\varepsilon}$, \hat{V}_{AB} — операторы взаимодействия атома А с полем и с атомом В. Относительное движение А — В считается классическим, поэтому оператор кинетической энергии в (2.2) отсутствует, а взаимодействие $\hat{V}_{AB}(t)$ явно зависит от времени.

В качестве базисных волновых функций выберем пока собственные функции $\varphi_1 = |A(1), n_\omega\rangle$, $\varphi_2 = |A(2), n_\omega - 1\rangle$ гамильтониана $\hat{H}_0 = \hat{H}_A + \hat{H}_\varepsilon$ невзаимодействующих атома и поля. Для простоты положим состояния атома невырожденными, а поле классическим $n_\omega \gg 1$. Для амплитуд a_1 , a_2 состояния φ_1 , φ_2 компаунд-системы получаем обычным путем (см. ²⁰, с. 173) уравнения

$$i\dot{a}_1 = U_1(t)a_1 + Ve^{i\Delta\omega t}a_2, \quad i\dot{a}_2 = U_2(t)a_2 + Ve^{i\Delta\omega t}a_1, \quad (2.3)$$

здесь $U_k(t) = (1/\hbar) \langle \varphi_k | V_{AB} | \varphi_k \rangle$, ($k = 1, 2$) — сдвиги термов атома за счет взаимодействия А — В; $V = (1/\hbar) \langle \varphi_1 | V_{A\varepsilon} | \varphi_2 \rangle = d\vec{\varepsilon}_0/2\hbar$ — матричный элемент ОС-перехода, d — матричный элемент дипольного момента, $\vec{\varepsilon}_0$ — амплитуда напряженности электрического поля, $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты. При получении (2.3) использовано адиабатическое приближение, т. е. положено $\langle \varphi_1 | V_{AB} | \varphi_2 \rangle = 0$.

Будем считать поле слабым и использовать теорию возмущений по матричному элементу перехода V . Проводя преобразование $b_k = e_k \exp \times \times (i \int_{-\infty}^t U_k(t') dt')$ ($k=1, 2$), переводящее сдвиг термов в фазовый множитель, и рассматривая для конкретности поглощение $a_1(-\infty) = 1$, $a_2(\infty) = 0$, положим $b_1(t) = 1$. В результате для вероятности перехода имеем

$$|a_1(\infty)|^2 = |b_2(\infty)|^2 = V^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \{ i [\Delta\omega t - \eta(t)] \} \right|^2, \quad (2.4a)$$

где

$$\eta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta U(t') dt', \quad \Delta U = U_2 - U_1, \quad (2.4b)$$

— набег фазы волновой функции в ходе столкновения.

Уравнения (2.3) описывают оптический переход не только в ходе столкновения, но также до и после взаимодействия А — В. Для того чтобы выделить вероятность перехода в течение столкновения, преобразуем (2.4a) с помощью интегрирования по частям (это впервые сделано Слитджером ²¹, ср. также ²⁰, с. 178)

$$|a_2(\infty)|^2 = \left| \frac{Ve^{i[\Delta\omega t - \eta(t)]}}{i\Delta\omega} \right|_{t \rightarrow -\infty}^{t \rightarrow \infty} + \frac{V}{\Delta\omega} \int_{-\infty}^{\infty} dt \Delta U(t) e^{i[\Delta\omega t - \eta(t)]} \right|^2. \quad (2.5a)$$

Первый член пропорционален δ -функции от расстройки частоты $\Delta\omega$, он описывает излучение в ходе свободного пролета бесконечной длительности и обращается в нуль при $\Delta\omega \neq 0$. (Реальная ширина этой δ -функции обсуждается в п. 6.) Второй член в (2.5а) описывает поглощение света непосредственно в ходе столкновения. Действительно, он пропадает в отсутствие взаимодействия $A - B$ (т. е. при $\Delta U(t) \equiv 0$). Для вероятности ОС-перехода, следовательно, имеем

$$w_{\text{ОС}} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{V}{\Delta\omega} \Delta U(t) \exp \left\{ i \left[\Delta\omega t - \int_{-\infty}^t \Delta U'(t') dt' \right] \right\} \right|^2. \quad (2.5б)$$

Выражение (2.5б) вполне аналогично выражению, возникающему в теории радиационных столкновений в приближении слабого поля. Разница в том, что в качестве матричного элемента ОС-перехода выступает величина

$$\tilde{V}(t) = \frac{V}{\Delta\omega} \Delta U(t), \quad (2.6)$$

а не просто $V(t)$ (ср. (4.3) в обзоре ⁸).

Отметим, что выражение (2.5б) расходится при $\Delta\omega \rightarrow 0$ пропорционально $\Delta\omega^{-2}$. Это связано с неприменимостью теории возмущений при $\Delta\omega \leq V$ (см. (4.1)).

Для того чтобы характеризовать число ОС-переходов и поглощаемую в них энергию, удобно ввести сечение оптического столкновения

$$\sigma_{\text{ОС}} = \int_0^{\infty} 2\pi\rho \, d\rho \, w_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V, \nu, \rho), \quad (2.7а)$$

с помощью которого просто определяется число ОС-переходов в единице объема в единицу времени:

$$K_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V) = k_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V) N_{\text{В}}, \quad (2.7б)$$

где

$$k_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V) = \langle \sigma_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V, \nu) \nu \rangle \equiv \int d\nu f(\nu) \nu \sigma_{\text{ОС}} \quad (2.7в)$$

— скорость ОС-реакции; здесь ρ — прицельный параметр, $f(\nu)$ — функция распределения частиц A и B по относительным скоростям ν , $N_{\text{В}}$ — концентрация уширяющих частиц.

Для характеристики ОС-перехода удобно также использовать величину

$$\gamma_{\text{ОС}}(\Delta\omega) = \frac{\Delta\omega^+}{2V^2} K_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V), \quad (2.8)$$

которая не зависит от напряженности поля и не расходится при $\Delta\omega \rightarrow 0$ (кроме случая уширения водородных линий заряженными частицами). Ее физический смысл станет ясен из дальнейшего. Здесь отметим только, что $\gamma_{\text{ОС}}(\Delta\omega)$ является обратным временем так называемой фазовой релаксации и характеризует ширину линии. Иногда удобно использовать также «сечение уширения» $\sigma_{\text{уш}} \equiv (\Delta\omega^2/2V^2) \sigma_{\text{ОС}}$, его средняя величина $\bar{\sigma}_{\text{уш}}(\Delta\omega) \equiv \gamma_{\text{ОС}}^*(\Delta\omega)/v_{\text{т}} N_{\text{В}}^2$, где $v_{\text{т}}$ — характерная тепловая скорость.

Поскольку в результате каждого ОС-перехода (2.1) поглощается один фотон для поглощаемой в единице объема мощности, за счет ОС-переходов можно написать

$$Q_{\text{ОС}} = \hbar\omega K_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V) (N_1 - N_2) = \hbar\omega \frac{2V^2}{\Delta\omega^2} \gamma_{\text{ОС}}(\Delta\omega) (N_1 - N_2), \quad (2.9)$$

где N_1 и N_2 — населенности состояний 1 и 2 атома A .

Контур ОС-линии определяется зависимостью от $\Delta\omega$ величин $\sigma_{\text{ОС}}$, $k_{\text{ОС}}$, $\gamma_{\text{ОС}}$. Анализ этой зависимости вполне аналогичен соответствующему рассмотрению работы ⁸ и приводит к известным результатам ¹⁻⁴, которые кратко формулируются ниже (подробнее см. ¹⁷).

Контур ОС-линии характеризуется *ударной* $|\Delta\omega| \ll \Omega_B$ и *квазистатической* $|\Delta\omega| \gg \Omega_B$ областью, где $\Omega_B = v_{\text{Т}}/r_B$ — вайскопфовская частота, r_B — вайскопфовский радиус, определяемый как прицельное расстояние, при пролете на котором сбой фазы волновой функции оказывается порядка единицы:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Delta U(r_B, v, t) dt \sim 1. \quad (2.10a)$$

Столкновения, сбивающие фазу на единицу, будем далее называть вайскопфовскими. Они имеют сечение $\sigma_B \approx \pi r_B^2$ и происходят с частотой $\sim \gamma_{\text{уд}} = \gamma_{\text{ОС}}(\Delta\omega = 0) \approx \pi r_B^2 v_{\text{Т}} N_B$ (см. ниже). Для степенного взаимодействия из $\Delta U = c_n/r^n = c_n/(\rho^2 + v^2 t^2)^{n/2}$, где $r(t)$ — расстояние между ядрами сталкивающихся атомов, имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{c_n dt}{(\rho^2 + v^2 t^2)^{n/2}} = \frac{\alpha_n c_n}{v \rho_B^{n-1}} \sim 1, \quad \rho_B^2 \equiv \left(\frac{c_n}{v}\right)^{1/(n-1)}, \quad \alpha_n = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma((n-1)/2)}{\Gamma(n/2)}, \quad (2.10b)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

В ударном пределе ($\Delta\omega \ll \Omega_B$) интеграл (2.56) можно вычислить:

$$\sigma_{\text{ОС}} = \frac{2V^2}{\Delta\omega^2} \sigma_B, \quad \sigma_B \equiv \int_0^{\infty} 2\pi \rho d\rho \left(1 - \cos \int_{-\infty}^{\infty} \Delta U dt\right). \quad (2.11)$$

При степенном взаимодействии $\sigma_B \approx \pi r_B^2$, $\gamma_{\text{уд}} \approx \pi r_B^2 v_{\text{Т}} N_B$ (здесь опущены громоздкие множители порядка единицы, см. ¹⁷).

В квазистатической области ($\Delta\omega \gg \Omega_B$) при наличии точки пересечения термов компаунд-системы $r_{\Delta\omega}$ (или $t_{\Delta\omega}$), определяемой равенством

$$\Delta U(r_{\Delta\omega}) = \Delta\omega, \quad (2.12)$$

взятие интеграла (2.56) методом перевала дает

$$w_{\text{ОС}} = 2V^2 \frac{2\pi}{v F_{\Delta\omega}}, \quad \sigma_{\text{ОС}} = V^2 \frac{8\pi^2 r_{\Delta\omega}^2}{v F_{\Delta\omega}}, \quad (2.13)$$

$$\gamma_{\text{ОС}} = \frac{4\pi^2 r_{\Delta\omega}^2 \Delta\omega^2 N_B}{F_{\Delta\omega}}, \quad \text{при } \Delta\omega \Delta U > 0, \Delta\omega \gg \Omega_B,$$

где $F_{\Delta\omega} = |d\Delta U/dr|_{r=r_{\Delta\omega}}$ — разность наклонов термов компаунд-системы в точке пересечения. При степенном взаимодействии

$$F_{\Delta\omega} = \frac{n}{c_n^{1/n}} \Delta\omega^{(n+1)/n}, \quad r_{\Delta\omega} = \left(\frac{c_n}{\Delta\omega}\right)^{1/n}, \quad \gamma_{\text{ОС}} = \frac{4\pi^2}{n} c_n^{3/n} \Delta\omega^{(n-3)/n} N_B. \quad (2.14)$$

Заметим, что при наличии точки пересечения термов величины $\gamma_{\text{ОС}}$, $k_{\text{ОС}}$, $K_{\text{ОС}}$ не зависят от тепловой скорости. Эту часть квазистатической области естественно называть *статической* областью.

В отсутствие точки пересечения термов при $\Delta\omega \gg \Omega_B$ (эту область будем называть *адиабатической*) имеет место экспоненциальный спад

$$\delta \propto e^{-\delta}, \quad \delta \sim \frac{\Delta\omega \gamma_{\Delta\omega}}{\nu}. \quad (2.15)$$

Вообще говоря, применимость теории возмущений в адиабатическом крыле нуждается в дополнительном рассмотрении.

б) Оптические столкновения и поглощение излучения при свободном пролете

При рассмотрении перехода в течение столкновения (ОС-перехода) выше полагалось, что свободный пролет атома до и после столкновения бесконечен. На самом же деле, как видно из предыдущего рассмотрения, время пролета с неизменной фазой ограничено частотой вайскопфовских столкновений, т. е. величиной $\sim \gamma_{уд}^{-1}$. Подставим в связи с этим в (2.5а) конечные пределы интегрирования $t = \pm \gamma_{уд}^{-1}$ вместо $t \rightarrow \pm \infty$. В этом случае первый член в правой части (которым раньше пренебрегалось при $\Delta\omega \neq 0$) сравним с вторым членом (описывающим ОС-переход) при $\Delta\omega \sim \sim \gamma_{уд}$. Следовательно, для пренебрежения излучением в ходе свободного пролета необходимо выполнение условия

$$\Delta\omega \gg \gamma_{уд}. \quad (2.16)$$

Именно в этой области частотных расстройек излучение или поглощение света в газовой среде можно представить в виде совокупности изолированных ОС-переходов, характеризуемых величинами $\sigma_{ос}$, $k_{ос}$, $\gamma_{ос}$: см. (2.7), (2.8). Как это принято в теории уширения, будем называть область частот (2.16) одночастичной областью³. Отметим, что было бы ошибкой считать частотной границей между «столкновительным» и «свободнопролетным» излучением вайскопфовскую частоту, т. е. относить к излучению в ходе столкновения только квазистатическую область $\Delta\omega \gg \Omega_B$. На самом деле в силу бинарности соударений

$$\rho_B^3 N_B \ll 1 \quad (2.17)$$

«неодночастичная» область $\Delta\omega \ll \gamma_{уд}$ намного меньше ударной $\Delta\omega \ll \Omega_B$, поскольку обратное время между столкновениями много меньше обратного времени столкновения,

$$\gamma_{уд} \approx \pi \rho_B^2 v_T N \ll \Omega_B \sim \frac{v}{\rho_B}. \quad (2.18)$$

Таким образом, одночастичное приближение описывает не только квазистатические крылья, $\Delta\omega \gg \Omega_B$, но также и переход между ударным и квазистатическим пределами $\Delta\omega \sim \Omega_B$ и значительную часть ударной области $\gamma_{уд} \ll \Delta\omega \ll \Omega_B$, т. е. практически весь контур линии за исключением весьма узкой (но зато наиболее интенсивной) неодночастичной области $\Delta\omega \lesssim \gamma_{уд}$.

Для нахождения контура линии, справедливого и в неодночастичной области, надо проследить за поглощением излучения в течение времени T много большего времени между вайскопфовскими столкновениями $T \gg \gamma_{уд}^{-1}$. Относя вероятность перехода к времени наблюдения, можно получить зависимость средней скорости перехода от частоты, т. е. контур линии. Проведем это рассмотрение.

Состояния атома А, находящегося под воздействием ударов тяжелых частиц В, описываются прежними уравнениями (2.3), где, однако, $U_1(t)$ и $U_2(t)$ дают сдвиги термов под воздействием не одного удара, а их сово-

купности (за время T):

$$U_1(t) = \sum_k U_{1k}(t - t_k), \quad U_2(t) = \sum_k U_{2k}(t - t_k), \quad (2.19)$$

где k — индекс, характеризующий параметры k -го столкновения. Проводя прежние рассуждения, приходим к формуле для вероятности перехода $1 \rightarrow 2$ на промежутке времени $-T/2 \leq t \leq T/2$; отличие от формулы (2.4а) состоит только в замене пределов интегрирования $\pm\infty \rightarrow \pm T/2$. Поделив вероятность перехода на T , получим среднюю по времени скорость перехода под воздействием э.м. поля, которую запишем в виде

$$K_{э.м}(\Delta\omega, V) = \frac{1}{T} \left| a_2 \left(-\frac{T}{2}, \frac{T}{2} \right) \right|^2 = 2\pi V^2 S(\Delta\omega), \quad (2.20a)$$

где

$$S(\Delta\omega) = \frac{1}{2\pi T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\Delta\omega t} f(t) \right|^2, \quad (2.20б)$$

$$f(t) = e^{i\eta t}, \quad \eta(t) = \sum_k \int_{-\infty}^t \Delta U_k(t' - t_k) dt'. \quad (2.20в)$$

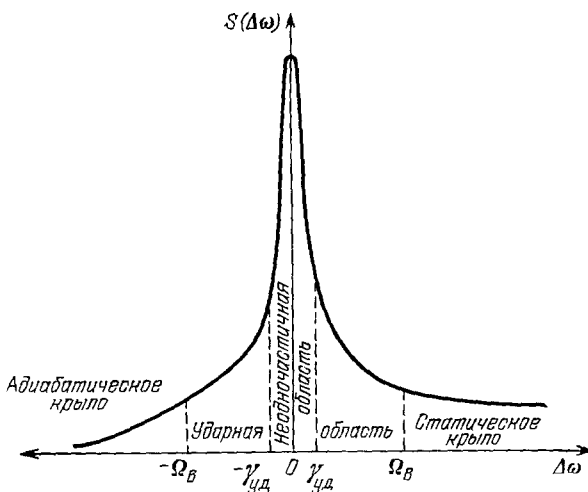
Поглощаемая единицей объема мощность определяется выражением

$$Q = \hbar \omega K_{э.м}(\Delta\omega, V) (N_1 - N_2). \quad (2.21)$$

Задача теории уширения состоит в определении явного вида спектральной функции $S(\Delta\omega)$. Разумеется, для исследования выражения (2.20б) кроме анализа динамики уширяющих столкновений необходимы еще и статистические гипотезы. Опуская соответствующее статистическое рассмотрение (см. ¹⁷), приведем конечный результат. В приближении бинарных столкновений контур линии дается выражением

$$S(\Delta\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{ос}(\Delta\omega)}{(\Delta\omega + \Delta\omega_{уд})^2 + \gamma_{уд}^2},$$

$$\gamma_{уд} = \gamma_{ос}(\Delta\omega = 0), \quad (2.22)$$



которое будем называть ниже модифицированной формулой Лоренца. Она

впервые получена В. В. Якимцом ²² методом функций Грина. Существенно новым по сравнению с формулой Лоренца — Вайскопфа (где полагалось $\gamma_{ос} = \gamma_{уд}$) здесь является учет зависимости $\gamma_{ос}$ от $\Delta\omega$, так что выражение (2.22) описывает весь контур линии, включая неодночастичную, ударную и квазистатическую области (рис. 2). Как было впоследствии показано Коганом и Лисицей ²³, результат Якимца содержится в известной формуле Андерсона ²⁴ при переходе к бинарному пределу.

Рис. 2. Качественный вид спектральной функции, определяемой модифицированной формулой Лоренца.

Величина $\Delta_{\text{уд}}$ определяется выражением

$$\Delta_{\text{уд}} = N_{\text{в}} \int f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho \sin \left[\int_{-\infty}^{\infty} \Delta U(t) dt \right], \quad (2.23)$$

для $\gamma_{\text{ос}}(\Delta\omega)$ справедлива формула (2.8).

Из формулы (2.22) следуют все качественные результаты, обсуждавшиеся выше. Видно, что одночастичная область частот $\Delta\omega \gg \gamma_{\text{уд}}$ (2.16) соответствует излучению в ходе уширяющего столкновения, так что из (2.22) имеем

$$S(\Delta\omega \gg \gamma_{\text{уд}}) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{\text{ос}}}{\Delta\omega^2}, \quad K_{\text{э.м}}(\Delta\omega \gg \gamma_{\text{уд}}) = K_{\text{ос}} = \frac{2V^2}{\Delta\omega^2} \gamma_{\text{ос}}. \quad (2.24)$$

В неоднчастичной области $\Delta\omega \lesssim \gamma_{\text{уд}}$ поглощение света уже нелинейно по концентрации уширяющих частиц $N_{\text{в}}$. Еще раз отметим, что неоднчастичная область много меньше ударной ($\gamma_{\text{ос}} \ll \Omega_{\text{в}}$) в силу бинарности столкновений (2.18), в то же время вайскопфовская частота $\Omega_{\text{в}}$ является характерным масштабом изменения $\gamma_{\text{ос}}$.

3. НАСЫЩЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ

Рассмотрим простейший нелинейный эффект в поглощении резонансного излучения, связанный с влиянием индуцированных переходов на кинетику населенностей атомных состояний.

Ограничимся учетом неупругих переходов только между двумя состояниями атома 1, 2. Такое приближение возможно, например, при возбуждении резонансного перехода в парах металлов, находящихся в инертном газе. Будем считать также для простоты уровни 1, 2 вырожденными, а задачу стационарной $dN_1/dt = dN_2/dt = 0$. Тогда населенности N_1 и N_2 атома А можно найти из равенств

$$(K_2 + K_{\text{э.м}})N_1 = (K_1 + K_{\text{э.м}})N_2, \quad N_1 + N_2 = N, \quad (3.1a)$$

где K_1, K_2 — скорости неупругих переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ за счет спонтанного излучения и электронных ударов; $K_{\text{э.м}}$ определяется выражением (2.20), $N = \text{const}$ — полная концентрация атомов А. Из (3.1) имеем

$$N_1 - N_2 = \frac{\Delta N}{1 + [2K_{\text{э.м}}/(K_1 + K_2)]} = \frac{\Delta N}{1 + (2V^2 S(\Delta\omega)/\gamma_{\text{н.р}})}, \quad (3.1b)$$

где $\Delta N = N(K_1 - K_2)/(K_1 + K_2)$ — разность населенностей в отсутствие э.м. поля (иногда говорят — число активных атомов); $\gamma_{\text{н.р.}} = (K_1 + K_2)/2$ — средняя скорость неупругой релаксации уровней. Для поглощаемой световой мощности с учетом (2.20) получаем

$$Q = Q_{\text{нас}} \frac{2\pi V^2 S(\Delta\omega)}{\gamma_{\text{н.р.}} + 2\pi V^2 S(\Delta\omega)}, \quad (3.2)$$

где $Q_{\text{нас}} = \hbar\omega\gamma_{\text{н.р.}}\Delta N$ — предельная мощность, которую может поглощать среда при заданных свойствах неупругой релаксации ($Q \rightarrow Q_{\text{нас}}$ — в режиме насыщения, т. е. при $V \rightarrow \infty$).

При уширении линии упругими ударами тяжелых частиц, используя для спектральной функции $S(\Delta\omega)$ выражение (2.22) имеем

$$Q = Q_{\text{нас}} \frac{2V^2}{(\Delta\omega + \Delta_{\text{уд}})^2 + \gamma_{\text{уд}}^2 + (2V^2\gamma_{\text{ос}}(\Delta\omega)/\gamma_{\text{н.р.}})}. \quad (3.3)$$

Эта формула немного обобщает известный результат нелинейной спектроскопии, впервые полученный Карплусом и Швингером²⁵. Выражение (3.3) отличается от известных результатов^{25, 5-7} тем, что величина $\gamma_{\text{ос}}(\Delta\omega)$

здесь, как и в (2.22), является не константой $\gamma_{\text{ос}}(0) = \gamma_{\text{уд}}$, а функцией частоты. Следовательно, при слабых полях ($V \rightarrow 0$) выражение (3.3), переходя в (2.22), описывает весь столкновительный контур, а не одну только ударную область ($\Delta\omega \ll \Omega_{\text{в}}$), как это имеет место в известных результатах, где фигурирует только $\gamma_{\text{уд}}$.

Заметим, однако, что из справедливости (3.3) для всей области расстрой частот в случае слабых полей вовсе не следует, что она всюду справедлива и для сильных полей, когда $2V^2\gamma_{\text{ос}}/\gamma_{\text{н.р}} \sim \Delta\omega^2$. Как показывает более строгое рассмотрение (гл. 4,5), в сильных полях следует, вообще говоря, учитывать влияние поля на динамику уширяющего столкновения. При этом величина $\gamma_{\text{ос}}$ является функцией не только $\Delta\omega$, но и напряженности поля \mathcal{E}_0 .

Нелинейная зависимость поглощаемой мощности Q от интенсивности $I \propto \mathcal{E}_0^2$ взаимодействующего со средой света обусловлена эффектом кинетического характера — выравниванием населенностей при

$$V^2 \gtrsim V_{\text{кр}} = (\Delta\omega^2 + \gamma_{\text{уд}}^2) \frac{\gamma_{\text{н.р}}}{2\gamma_{\text{ос}}}. \quad (3.4)$$

Действительно, как следует из (3.1), $N_1 - N_2 \rightarrow 0$ при $V^2 \gg V_{\text{кр}}^2$. Оценим критическое поле для $\Delta\omega \ll \gamma_{\text{уд}}$:

$$\mathcal{E}_{\text{нас}} = \frac{2\hbar}{d} \sqrt{\gamma_{\text{уд}}\gamma_{\text{н.р}}}. \quad (3.5)$$

Полагая для примера $\gamma_{\text{н.р}} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\gamma_{\text{ос}}/N_{\text{в}} \approx \pi\rho_{\text{в}}^2 v_{\text{т}} \cdot 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, $3 \cdot 10^4 \text{ см/с} \approx 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $d \sim 1 \text{ а.е.} \approx 2,5 \cdot 10^{-18} (\text{эрг} \cdot \text{см})^{1/2}$, имеем

$$\mathcal{E}_{\text{нас}} \approx 10^{-7} \sqrt{N_{\text{в}} (\text{см}^{-3})} \frac{\text{В}}{\text{см}} \approx [2 \cdot 10^{-17} \sqrt{N_{\text{в}} (\text{см}^{-3})} \text{ а.е.}]$$

(атомная единица поля $\mathcal{E}_{\text{ат}} = 0,5 \cdot 10^{10} \text{ В/см}$). При атмосферном давлении $N_{\text{в}} \approx 1 \text{ амага} \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ имеем $\mathcal{E}_{\text{нас}} \approx 0,5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$, что соответствует интенсивности света $I_{\text{нас}} = c\mathcal{E}_{\text{нас}}^2/4\pi \approx 10^3 \text{ Вт/см}^2$.

Отметим, что подставлять в формулу (3.2) доплеровский контур линии, полученный на основе максвелловского распределения скоростей, нельзя из-за влияния индуцированных и неупругих переходов на распределение излучателей по скоростям ⁷.

Подводя итог рассмотрения случая слабых полей, отметим следующие два обстоятельства. Во-первых, нахождение одной из основных характеристик контура линии, скорости фазовой релаксации $\gamma_{\text{ос}}$, сводится к рассмотрению уравнений (2.3), аналогичных уравнениям теории атомных столкновений. Во-вторых, скорость фазовой релаксации $\gamma_{\text{ос}}$ даже в пределе слабых полей не является константой, как это обычно полагается в нелинейной спектроскопии ⁵⁻⁷, а зависит от $\Delta\omega$. Как видно из (2.8), скорость фазовой релаксации не зависит от напряженности поля в случае слабых полей, когда вероятность ОС-перехода пропорциональна интенсивности света.

4. ОПТИЧЕСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

При рассмотрении случая сильных полей, когда вероятность оптического перехода в атоме за время уширяющего столкновения немала, надо несколько обобщить изложенный выше в гл. 2, 3 подход. Основным моментом обобщения является отказ от теории возмущений и, вместе с тем, — от рассмотрения состояний атома, не «смешанных» с состояниями э.м. поля.

а) Компаунд-система с сильной связью
атом - поле

Рассмотрим оптическое столкновение в той постановке задачи, что и в п. а) гл. 2 (см. рис. 1). Речь идет об оптическом переходе, происходящем в ходе столкновения атома А с тяжелой частицей В. Переход происходит в монохроматическом э.м. поле частоты ω , близкой к частоте ω_0 перехода $A(1) \rightarrow A(2)$. Оптическое столкновение (ОС) рассматривается как изолированный акт, в ходе которого происходит взаимодействие атомов друг с другом и с электромагнитным полем. В рамках принятых предположений можно говорить (как и в п. а) гл. 2) о дискретных состояниях компаунд-системы « $A + B + \mathcal{E}$ », причем переход между этими состояниями за счет взаимодействия $A - B$ и является ОС-переходом. Отличие дальнейшего рассмотрения состоит в выборе состояний компаунд-системы, описывающих ОС-переход.

При выборе состояний компаунд-системы, определяющих диссипацию энергии света в ходе столкновения, необходимо учесть тот важный факт, что состояния атома А и поля \mathcal{E} , вообще говоря, перемешаны. Действительно, поле включено задолго до столкновения и не считается слабым. Тогда еще до столкновения атом А не находится в каком-либо одном состоянии 1 или 2 так же, как и в поле \mathcal{E} не содержится определенное число фотонов n_ω или $n_\omega + 1$. Стационарные состояния системы $A + \mathcal{E}$ точно учитывающие взаимодействие атома с полем, разумеется, существуют, но им соответствуют другие волновые функции. Этим «другим» состоянием отвечает постоянная энергия э.м. поля (в отсутствие взаимодействия с атомом В *). Следовательно, за поглощение света в ходе взаимодействия $A - B$ ответственны переходы именно между этими состояниями.

Сказанное выше просто учитывается формальным аппаратом квантовой механики двухуровневой системы. Получим уравнения, описывающие ОС-переход при сильной связи $A - \mathcal{E}$. Прежний гамильтониан (2.2) перепишем в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_{A\mathcal{E}} + V_{AB}(t), \quad \hat{H}_{A\mathcal{E}} = \hat{H}_A + \hat{H}_{\mathcal{E}} + \hat{V}_{A\mathcal{E}}. \quad (4.1)$$

Поскольку амплитуда поля \mathcal{E}_0 и соответственно оператор $\hat{V}_{A\mathcal{E}}$ постоянны, задача о нахождении собственных функций гамильтониана $\hat{H}_{A\mathcal{E}}$ в двухуровневом случае допускает точное решение (см. ²⁰, с. 171). Собственные функции гамильтониана $\hat{H}_{A\mathcal{E}}$

$$\psi_1 = b_1 \varphi_1 + b_2 \varphi_2, \quad \psi_2 = b_2 \varphi_1 - b_1 \varphi_2 \quad (4.2a)$$

выражаются через использованные в п. 2.1 волновые функции $\varphi_1 = |A(1), n_\omega\rangle$, $\varphi_2 = |A(2), n_\omega - 1\rangle$ гамильтониана $\hat{H}_A + \hat{H}_{\mathcal{E}}$, не учитывающего взаимодействие $A - \mathcal{E}$, и через коэффициенты

$$b_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \frac{\Delta\omega}{\Omega}}, \quad (4.2b)$$

где $\Omega = \sqrt{\Delta\omega^2 + 4V^2}$ — гибридная частота, дающая разность термов компаунд-системы $A + \mathcal{E}$ с сильной связью (рис. 3), величину $\Omega = 2V$ при $\Delta\omega = 0$ обычно называют частотой Раби.

*) Можно, вообще говоря, считать, что имеют место осцилляции состояний атома $A(1)$, $A(2)$ и числа фотонов n_ω , $n_\omega - 1$, но средняя энергия атома и поля остаются неизменными.

Для амплитуд состояний ψ_1, ψ_2 из уравнения Шредингера с гамильтонианом (4.1) получаем уравнения, аналогичные (2.3):

$$i\dot{\tilde{a}} = \tilde{U}_1 \tilde{a}_1 + \tilde{V}_{12} e^{i\Omega t} \tilde{a}_2, \quad i\dot{\tilde{a}}_2 = \tilde{U}_2 \tilde{a}_2 + \tilde{V}_{21} e^{-i\Omega t} \tilde{a}_1. \quad (4.3)$$

Матричные элементы здесь взяты по функциям ψ_1, ψ_2 : выразим их через

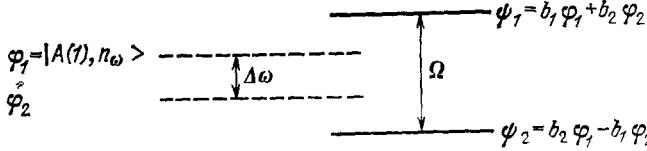


Рис. 3. Уровни компаунд-системы «атом А + э. м. поле» со слабой и с сильной связью. $\varphi_2 = |A(2), n_\omega - 1\rangle$.

введенные раньше величины:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{U}_1 &= \frac{1}{\hbar} \langle \psi_1 | V_{AB} | \psi_1 \rangle = b_1^2 U_1 + b_2^2 U_2, \\ \tilde{U}_2 &= \frac{1}{\hbar} \langle \psi_2 | V_{AB} | \psi_2 \rangle = b_2^2 U_1 + b_1^2 U_2, \\ \tilde{V}_{12} &= \tilde{V}_{21} = \frac{1}{\hbar} \langle \psi_1 | V_{AB} | \psi_2 \rangle = b_1 b_2 (U_2 - U_1). \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

Здесь и ниже в гл. 5 величины, относящиеся к состояниям компаунд-системы (матричные элементы, населенности и т. п.), обозначены тильдой, чтобы отличать их от аналогичных величин для атома. После замены пере-

менных $\tilde{b}_k = a_k \exp \left(i \int_{-\infty}^t \tilde{U}_k dt \right)$, учитывая равенства $b_2^2 - b_1^2 = \Delta\omega/\Omega$,

$b_1 b_2 = V/\Omega$, получаем искомую систему уравнений, описывающую поведение амплитуд состояний компаунд-системы «А + Э + В» с учетом сильной связи А — Э:

$$\begin{aligned} i\dot{\tilde{b}}_1 &= \tilde{b}_2 \Delta U \frac{V}{\Omega} \exp \left\{ i \left[\Omega t - \frac{\Delta\omega}{\Omega} \int_{-\infty}^t \Delta U(t') dt' \right] \right\}, \\ i\dot{\tilde{b}}_2 &= b_1 \Delta U \frac{V}{\Omega} \exp \left\{ -i \left[\Omega t - \frac{\Delta\omega}{\Omega} \int_{-\infty}^t \Delta U(t') dt' \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Система уравнений (4.5) во многом аналогична уравнениям, описывающим РС-переходы (см. формулы (4.2) в ⁸), а также уравнениям теории атомных столкновений в полуклассическом приближении. В отличие от теории атомных столкновений (4.5) включает параметры не только частиц А, В, но и э.м. поля; по сравнению с теорией РС-реакций здесь несколько иная зависимость от поля.

Оптическое столкновение является *неупругим* переходом $\psi_1 \rightarrow \psi_2$ в компаунд-системе, однако этот переход вызван *упругим* столкновением с атомом В. Роль потенциала, вызывающего ОС-переход, как видно из (4.5), играет величина

$$\tilde{V} = \Delta U \frac{V}{\Omega}, \quad (4.6)$$

которая при $V \ll \Delta\omega$ переходит в эффективный потенциал (2.6) в случае слабого поля. Отсюда ясно, что интегрирование по частям (2.5), выделяющее член, ответственный за ОС-переход, соответствует выбору нового базиса волновых функций ψ_1, ψ_2 .

Будем считать, что до столкновения компаунд-система находилась в одном из состояний ψ_1, ψ_2 , например в ψ_1 . Тогда начальные условия принимают вид

$$\tilde{b}_1(-\infty) = 1, \quad \tilde{b}_2(-\infty) = 0, \quad (4.7)$$

и для вероятности ОС-перехода имеем $w_{\text{ОС}} = |\tilde{b}_2(\infty)|^2$. Сечение $\sigma_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V, \nu)$ и скорость $k(\Delta\omega, V)$ ОС-перехода вводятся на основании прежних формул (2.7), где, однако, вероятность перехода находится из новых уравнений (4.5). Переменную ширину линии (обратное время фазовой релаксации) $\gamma_{\text{ОС}}$ целесообразно ввести на основе формулы

$$\gamma_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V) = \frac{\Omega^2}{2V^2} K_{\text{ОС}}(\Delta\omega, V), \quad (4.8)$$

обобщающей (2.8). В отличие от обычной теории уширения $\gamma_{\text{ОС}}$ в (4.8) зависит, вообще говоря, не только от частоты, но и от напряженности поля.

б) Характер зависимости ОС-сечений от частоты и напряженности поля

Рассмотрение системы уравнений (4.5), описывающей ОС-переход в произвольном поле, во многом аналогично анализу уравнений, описывающих радиационные столкновения (см. ⁸; гл. 5). При этом широко используются методы, развитые в теории атомных столкновений. Поэтому, не останавливаясь на деталях, отметим основные моменты. Конкретные результаты приведем для степенного потенциала $\Delta U = c_n/r^n$.

Характер решения (4.5) определяется соотношениями между тремя величинами: Ω — расстоянием между уровнями компаунд-системы; $\Delta U \Delta\omega / \Omega$ — сдвигом термов компаунд-системы; $\Delta UV / \Omega$ — матричным элементом перехода в компаунд-системе. Фундаментальную роль при этом играет вайскопфовская частота $\Omega_B = \nu / \rho_B$ в вайскопфовский радиус ρ_B ; см. п. а) гл. 2.

Теория возмущений по матричному элементу $\Delta UV / \Omega$ приводит в конечном счете (подробнее см. ²⁸) к результатам обычной теории уширения. Применимость теории возмущений ограничена по напряженности поля соотношениями

$$\frac{V^2}{\Delta\omega^2} \ll \begin{cases} 1 & \text{при } \Delta\omega \ll \Omega_B, \\ \frac{\nu F_{\Delta\omega}}{2\pi} = \left(\frac{\Omega_B}{\Delta\omega}\right)^{(n-1)/n} & \text{при } \Delta\omega \gg \Omega_B, \Delta U \Delta\omega > 0. \end{cases} \quad (4.9)$$

Оценим характерную величину вайскопфовского поля $\mathcal{E}_B = \hbar\Omega_B/d$, при которой проявляются нелинейные эффекты динамического характера. Полагая $\rho_B \approx 10^{-7}$ см, $d \sim 1$ а.е., $\nu = 2 \cdot 10^4$ см/с $\approx 10^{-3}$ а.е.; имеем $\Omega_B \approx 2 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ ≈ 7 см⁻¹, $\mathcal{E}_B \approx 3 \cdot 10^{-6}$ а.е. $\approx 1,5 \cdot 10^5$ В/см.

Ударная область соответствует быстрым пролетам. В отличие от обычной теории уширения она определяется соотношением

$$\Omega = \sqrt{\Delta\omega^2 + 4V^2} \ll \Omega_B, \quad (4.10)$$

при выполнении которого можно положить $\Omega = 0$ в показателях экспонент в (4.5). В этом случае (4.5) сводится к дифференциальному уравнению

с постоянными коэффициентами. В результате получаем

$$\sigma_{\text{OC}} = \frac{2V^2}{\Omega^2} \sigma_{\text{B}}, \quad \sigma_{\text{B}} = \int 2\pi \rho \, d\rho \left(1 - \cos \int_{-\infty}^{\infty} \Delta U \, dt \right). \quad (4.11)$$

Следовательно, для величины γ_{OC} в ударной области (4.10) имеем прежнее выражение.

К в а з и с т а т и ч е с к а я о б л а с т ь соответствует медленным пролетам, при которых

$$\Omega = \sqrt{\Delta\omega^2 + 4V^2} \gg \Omega_{\text{B}}; \quad (4.12)$$

здесь, как и при слабом поле, может представиться два основных случая: а) когда имеется точка $r_{\Delta\omega}$ пересечения термов такая, что

$$\Delta U(r_{\Delta\omega}) = \Omega^2/\Delta\omega; \quad (4.13)$$

б) когда точка пересечения термов отсутствует.

Случай а) соответствует *статической* области. В ней можно использовать приближение Ландау — Зинера (²⁰, с. 402). В данной ситуации оно справедливо при выполнении условий $\Delta U \Delta\omega/\Omega \gg \Omega_{\text{B}}$, $\Delta UV/\Omega \ll \Delta U \Delta\omega/\Omega$, которые можно переписать в виде

$$\Delta\omega \gg \Omega_{\text{B}} \quad (\Delta U \Delta\omega > 0). \quad (4.14)$$

Для ОС-сечения в этом случае

$$\sigma_{\text{OC}} = \pi r_{\Delta\omega}^2 \bar{w}(\mathcal{E}_0^2/\mathcal{E}_{\text{ЛЗ}}^2), \quad (4.15)$$

где $\mathcal{E}_{\text{ЛЗ}} = \sqrt{v F_{\Delta\omega}/2\pi d^2}$ — критическое (для этой области значений $\Delta\omega$) поле, при котором проявляются нелинейные эффекты (ср. (4.9));

$$\bar{w}(\alpha) = \left\langle 2 \int_0^1 dx e^{-(\alpha/\sqrt{x}) \cos^2 \theta_1} [1 - e^{-(\alpha/\sqrt{x})(\cos^2 \theta_1 - \cos^2 \theta_2)}] \right\rangle \quad (4.16a)$$

— вероятность прохождения через обе точки пересечения, знак $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по углам θ_1 и θ_2 между дипольным моментом и напряженностью поля соответственно в первой и второй точке пересечения. Выражение (4.16a) соответствует переходу без изменения магнитного квантового числа ($\Delta m = 0$). Для переходов с $\Delta m = \pm 1$ надо заменить косинусы в (4.16a) на синусы. Предельные выражения для сечений имеют вид

$$\sigma_{\text{OC}} = \begin{cases} \frac{4}{3} \pi r_{\Delta\omega}^2 \alpha, & \alpha \ll 1, \\ \Delta m = 0, \\ \frac{4}{3} \frac{\pi r_{\Delta\omega}^2}{\sqrt{\alpha}}, & \alpha \gg 1, \end{cases} \quad \sigma_{\text{OC}} = \begin{cases} \frac{8}{3} \pi r_{\Delta\omega}^2 \alpha, & \alpha \ll 1, \\ \Delta m = \pm 1, \\ \frac{8}{3} \pi r_{\Delta\omega}^2 \alpha^{-1}, & \alpha \gg 1. \end{cases} \quad (4.16b)$$

Случай б) соответствует ситуации, впервые рассмотренной Штюкельбергом, когда

$$V \gg \Delta\omega, \Omega_{\text{B}}. \quad (4.17)$$

При этом для ОС-сечения можно написать

$$\sigma_{\text{OC}} \propto \left\langle \exp \left[- \left(\frac{\mathcal{E}_0 \cos \theta}{\mathcal{E}_{\text{ш}}} \right)^2 \right] \right\rangle, \quad \mathcal{E}_{\text{ш}} = \frac{v^2}{\Delta\omega^{n-1}}. \quad (4.18)$$

Области применимости рассмотренных выше приближений представлены на рис. 4. Рассмотрение справедливо вне круга радиусом $\sim \gamma \approx$

$\approx \pi \hbar \nu_{\tau} N_B$ (т. е. при $\Omega \gg \gamma_{уд}$), закрашенного на рис. 4 черным цветом (подробнее, см. ниже). Если на рис. 4 провести прямую $V = \text{const}$, параллельную оси $\Delta\omega$, то эта прямая определит контур линии при заданном поле V . Отметим, что здесь имеется в виду контур, отвечающий поглощению света только за счет ОС-переходов; для получения контура линии, отвечающего полному поглощению энергии надо, вообще говоря, учесть

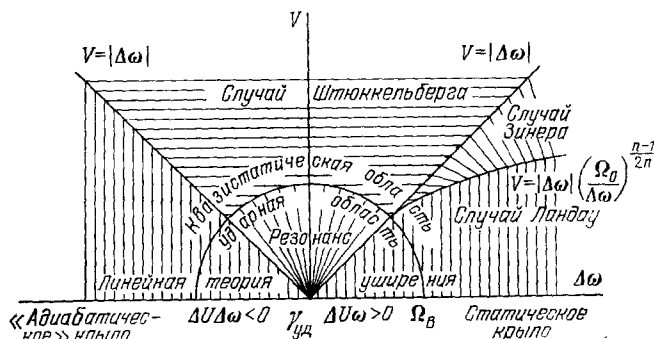


Рис. 4. Суммарная картина физических областей изменения ОС-сечений.

эффекты кинетики. Основной особенностью ОС-контура является уменьшение поглощения света при нелинейных эффектах. Эффект просветления, т. е. уменьшение поглощения за счет ОС-переходов с ростом поля, объясняется тем, что матричный элемент перехода вызывает дополнительное расталкивание термов компаунд-системы (подробнее см. ³).

5. КИНЕТИКА ПОГЛОЩЕНИЯ МОЩНОГО РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этом параграфе рассмотрена кинетика поглощения резонансного излучения, когда акты диссипации света не коррелированы между собой. Оказывается, что именно этот случай наиболее интересен при рассмотрении нелинейных оптико-столкновительных эффектов. Для получения поглощаемой единицей объема мощности надо просто найти световую энергию, диссипируемую в каждом акте, и просуммировать эти акты. Основным моментом в проводимом рассмотрении является то, что рассматривается кинетика не атомов, а компаунд-систем «атом — з.м. поле».

а) Поглощение света в отсутствие неупругих переходов

Прежде чем переходить к более сложным аспектам «нелинейной теории уширения», проиллюстрируем изложенные выше результаты на примере простейшей кинетической задачи о поглощении света за счет ОС-переходов в отсутствие неупругой релаксации.

Заранее ясно, что переход между состояниями ψ_1 и ψ_2 в общем случае не отвечает поглощению целого числа фотонов Δn_{ω} , как и сами состояния ψ_1 и ψ_2 не отвечают определенному значению n_{ω} . Получим поэтому сначала выражение для энергии $\Delta E_{ОС}$, диссипируемой за один ОС-переход. Вычисление энергии, диссипируемой при любом переходе сводится к нахождению средней энергии поля в состояниях компаунд-системы до и после перехода. Состояние компаунд-системы характеризуется волновой функцией

$$\Psi(t) = \tilde{b}_1(t) \psi_1 + \tilde{b}_2(t) \psi_2. \quad (5.1)$$

Следовательно, квантовомеханическое среднее оператора поля определяется формулой (см., например, ²⁰, с. 60)

$$\langle H_{\mathcal{E}} \rangle_{\text{кв}} = \sum_{m, m'} \tilde{b}_m \tilde{b}_{m'} \langle \psi_m | H_{\mathcal{E}} | \psi_{m'} \rangle = \\ = |\tilde{b}_1|^2 E_1^{\mathcal{E}} + |\tilde{b}_2|^2 E_2^{\mathcal{E}} + 2 \operatorname{Re} (\tilde{b}_1 \tilde{b}_2 \langle \psi_1 | H_{\mathcal{E}} | \psi_2 \rangle), \quad (5.2)$$

где обозначено $E_m^{\mathcal{E}} = \langle \psi_m | H_{\mathcal{E}} | \psi_m \rangle$. В дальнейшем нас будет интересовать выражение (5.2), усредненное по статистическому ансамблю компаунд-систем с произвольными начальными фазами. После такого статистического усреднения третий член в (5.2) обратится в нуль, что дает

$$\langle H_{\mathcal{E}} \rangle = |\tilde{b}_1|^2 E_1^{\mathcal{E}} + |\tilde{b}_2|^2 E_2^{\mathcal{E}}. \quad (5.3)$$

Действительно, усреднение по статистическому ансамблю предполагает суммирование выражений (5.2) для всех атомов и деление на полное число атомов. Поскольку третий член в (5.2) пропорционален $e^{i\eta_k}$, где η_k — фаза полной волновой функции k -го атома, то при хаотическом распределении фаз по атомам он обращается в нуль.

Следует, однако, помнить, что фазы атомов (и компаунд-систем) коррелированы на временах порядка времени свободного пролета (см. п. 6) гл. 2), что существенно при малом расстоянии между термами компаунд-системы. Далее мы ограничимся рассмотрением области

$$\Omega = \sqrt{\Delta\omega^2 + 4V^2} \gg \gamma_{\text{уд}}, \quad (5.4)$$

которая является естественным обобщением одночастичной области (2.16). Это условие одночастичности позволит далее представить диссипацию света в виде совокупности отдельных актов. Отметим, что нелинейные эффекты динамического характера, как следует из предыдущего рассмотрения, проявляются лишь при $V \gtrsim \Omega_{\text{в}} \gg \gamma_{\text{уд}}$. Следовательно, одночастичное приближение (5.4) достаточно для построения последовательной теории. Средняя энергия поля в состояниях ψ_1, ψ_2 дается выражениями

$$E_1^{\mathcal{E}} = b_1^2 \langle \varphi_1 | H_{\mathcal{E}} | \varphi_1 \rangle + b_2^2 \langle \varphi_2 | H_{\mathcal{E}} | \varphi_2 \rangle = \hbar\omega [b_1^2 n_{\omega} + b_2^2 (n_{\omega} - 1)] = \hbar\omega (n_{\omega} - b_2^2), \\ E_2^{\mathcal{E}} = b_2^2 \langle \varphi_1 | H_{\mathcal{E}} | \varphi_1 \rangle + b_1^2 \langle \varphi_2 | H_{\mathcal{E}} | \varphi_2 \rangle = \hbar\omega [b_2^2 n_{\omega} + b_1^2 (n_{\omega} - 1)] = \hbar\omega (n_{\omega} - b_1^2).$$

Следовательно, энергия, диссипируемая в ОС-переходе, равна

$$\Delta E_{\text{ОС}} = E_{12}^{\mathcal{E}} = E_1^{\mathcal{E}} - E_2^{\mathcal{E}} = \hbar\omega (b_1^2 - b_2^2) = \hbar\omega \frac{\Delta\omega}{\Omega}. \quad (5.5)$$

В слабых полях $V \ll \Delta\omega$, естественно, $\Delta E_{\text{ОС}} = \hbar\omega$.

В условиях одночастичности (5.4) можно пользоваться понятием населенности \tilde{N}_m состояний ψ_m компаунд-системы. Следовательно, для световой мощности, диссипируемой в среде за счет ОС-переходов, имеем выражение (2.9):

$$Q_{\text{ОС}} = \hbar\omega \frac{\Delta\omega}{\Omega} K_{\text{ОС}} (\tilde{N}_1 - \tilde{N}_2) = \hbar\omega \frac{\Delta\omega\Omega}{2V^2} \gamma_{\text{ОС}} (\tilde{N}_1 - \tilde{N}_2). \quad (5.6)$$

Рассмотрим простейший пример кинетики поглощения света в среде. Для заселенностей компаунд-системы $A + \mathcal{E}$ используем уравнения баланса замкнутой двухуровневой модели

$$\frac{d\tilde{N}_1}{dt} = K_{\text{ОС}} \tilde{N}_1 - K_{\text{ОС}} \tilde{N}_2, \quad \tilde{N}_1 + \tilde{N}_2 = N. \quad (5.7)$$

Для определения начальных условий рассмотрим вопрос о перемешивании состояний атома и поля. Пусть поле включено мгновенно в начальный

момент времени $t = 0$. Пусть также при $t < 0$ все атомы находились в нижнем состоянии А (1). При $t > 0$ волновая функция компаунд-системы имеет вид (²⁰, с. 172, 176)

$$\Psi(t) = b_1 e^{-i\frac{\Omega t}{2}} \psi_1 + b_2 e^{i\frac{\Omega t}{2}} \psi_2. \quad (5.8)$$

Следовательно, перемешивание состояний атомов и поля происходит за время $\sim \Omega^{-1}$, а характерное время релаксации населенностей за счет ОС-переходов, как следует из (5.7), порядка K_{OC}^{-1} . Из определения величин γ_{OC} и K_{OC} следует, что всегда $\gamma_{OC} > K_{OC}$, в то же время всегда $\gamma_{OC} \leq \gamma_{уд}$. Таким образом, в одночастичном приближении можно считать, что состояния поля и атома перемешались до того, как началась ОС-релаксация. Тогда при решении уравнений (5.7) следует выбрать в качестве начальных условий

$$\tilde{N}_1(0) = b_1^2 N, \quad \tilde{N}_2(0) = b_2^2 N. \quad (5.9)$$

Решение (5.7) при не зависящей от времени величине K_{OC} дает

$$\tilde{N}_1(t) = \frac{N}{2} \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\Omega} e^{-2K_{OC}t} \right), \quad \tilde{N}_2(t) = \frac{N}{2} \left(1 - \frac{\Delta\omega}{\Omega} e^{-2K_{OC}t} \right). \quad (5.10)$$

Для поглощаемой мощности имеем

$$Q_{OC}(t) = \hbar\omega \frac{\Delta\omega^2}{\Omega^2} \frac{N}{2} 2K_{OC} e^{-2K_{OC}t}. \quad (5.11)$$

Полная энергия, поглощенная средой за счет ОС-переходов за достаточно большой промежуток времени $t \gg K_{OC}^{-1}$, равна

$$W_{OC} = \int_0^\infty Q_{OC} dt = \hbar\omega \frac{\Delta\omega^2}{\Omega^2} \frac{N}{2}. \quad (5.12)$$

При расчете всей энергии, поглощенной средой, следует иметь в виду кроме ОС-переходов еще один канал диссипации, связанный с перемешиванием состояний атома и поля в начальный момент времени. Действительно, до включения взаимодействия энергия поля равна

$$\langle H_{\mathcal{E}}(t < 0) \rangle = \hbar\omega n_\omega. \quad (5.13)$$

При $t > 0$ волновая функция имеет вид (5.8), откуда

$$\langle H_{\mathcal{E}}(t > 0) \rangle = \hbar\omega \left(n_\omega - \frac{2V^2}{\Omega^2} \right). \quad (5.14)$$

Изменение средней энергии поля равно

$$\langle H_{\mathcal{E}}(t < 0) \rangle - \langle H_{\mathcal{E}}(t > 0) \rangle = \frac{\hbar\omega 2V^2}{\Omega^2}. \quad (5.15)$$

Таким образом, за время $t \sim \Omega^{-1}$ диссипируется энергия

$$W_{вкл} = \hbar\omega \frac{4V^2}{\Omega^2} \frac{N}{2}, \quad (5.16)$$

затем, за время $t \gg K_{OC}^{-1}$, диссипируется энергия (5.12) в ОС-переходах. Полная диссипируемая энергия равна просто $\hbar\omega N/2$ — результат, отвечающий выравниванию населенностей атомных состояний.

б) Поглощение света при учете неупругой релаксации

Рассмотрим ту же ситуацию, что и в гл. 3, но с учетом нелинейных эффектов динамического характера. Состояния компаунд-системы «атом + поле» характеризуются набором попарно резонирующих уровней, из которых нам в дальнейшем понадобятся следующие шесть: $m = 1, 2, m_{\pm} =$

$= 1_{\pm}, 2_{\pm}$ (рис. 5). Волновые функции ψ_m , $\psi_{m_{\pm}}$, описывающие эти состояния представляются в виде линейной комбинации собственных волновых функций φ_m , $\varphi_{m_{\pm}}$ гамильтониана $\hat{H}_A + \hat{H}_{\mathcal{E}}$, аналогичных (4.2):

$$|\psi_s\rangle = \begin{Bmatrix} \psi_{2+} \\ \psi_{1+} \\ \psi_2 \\ \psi_1 \\ \psi_{2-} \\ \psi_{1-} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} b_2\varphi_{1+} - b_1\varphi_{2+} \\ b_1\varphi_{1+} + b_2\varphi_{2+} \\ b_2\varphi_1 - b_1\varphi_2 \\ b_1\varphi_1 + b_2\varphi_2 \\ b_2\varphi_{1-} - b_1\varphi_{2-} \\ b_1\varphi_{1-} + b_2\varphi_{2-} \end{Bmatrix}; \quad (5.17)$$

здесь $\varphi_1 = |A(1), n_{\omega}\rangle$, $\varphi_2 = |A(2), n_{\omega}-1\rangle$, $\varphi_{1\pm} = |A(1), n_{\omega} \pm 1\rangle$, $\varphi_{2\pm} = |A(2), n_{\omega}-1 \pm 1\rangle$ — волновые функции, соответствующие невзаимодействующим состояниям атома и поля.

Диссипация световой энергии за счет упругих столкновений определяется ОС-переходами, т. е. переходами между состояниями ψ_1, ψ_2 компаунд-системы $A + \mathcal{E}$ (см. п. а) гл. 4). Неупругий же переход атома $A(m) \rightarrow A(m')$ соответствует как бы мгновенному включению поля для атома A , оказавшегося после перехода в новом состоянии m' . Как показано в п. а) гл. 5, такое включение поля также приводит к диссипации энергии. Кроме того, неупругий переход в атоме $A(m) \rightarrow A(m')$ сопровождается, вообще говоря, переходами $m \rightarrow m_{\pm}, m'_{\pm}$ в компаунд-системе $A + \mathcal{E}$ между состояниями ψ_1, ψ_2 и $\psi_{1\pm}, \psi_{2\pm}$. Таким образом, для описания световой энергии за счет как упругих, так и неупругих переходов необходимо рассматривать все шесть состояний $s = 1_{-}, 2_{-}; 1_{+}, 2_{+} = m_{-}, m_{+}$ ($m = 1, 2$) компаунд-системы, введенных на основе формул (5.17).

Однако населенность состояний ψ_m неотличима от населенности состояний $\psi_{m_{\pm}}$ ввиду квазиклассичности поля ($n_{\omega} \gg 1$). Следовательно, в кинетике надо учитывать не все переходы $s \rightarrow s'$, а лишь переходы из двух состояний $m = 1, 2$ в остальные:

$$m = 1, 2 \rightarrow s = m', m'_{\pm}.$$

В связи с изложенным выше введем, следуя ¹², прямоугольные (не квадратные) матрицы E_{sm} и \tilde{K}_{sm} , дающие соответственно энергию, диссипируемую в переходе $m \rightarrow s$, и скорость (частоту) переходов $m \rightarrow s$:

$$\hat{E}(\mathcal{E}) = \begin{bmatrix} E_{1+1} & E_{1+2} \\ E_{2+1} & E_{2+2} \\ 0 & E_{12} \\ E_{21} & 0 \\ E_{2-1} & E_{2-2} \\ E_{1-1} & E_{1-2} \end{bmatrix}, \quad \hat{K} = \begin{bmatrix} K_{1+1} & K_{1+2} \\ K_{2+1} & K_{2+2} \\ K_{11} & K_{12} \\ K_{21} & K_{22} \\ K_{2-1} & K_{2-2} \\ K_{1-1} & K_{1-2} \end{bmatrix}. \quad (5.18)$$

Их конкретный вид получен в Приложении. С помощью матриц (5.18) просто записываются как уравнения баланса для населенностей, так и выражение для световой мощности Q , диссипируемой в единице объема.

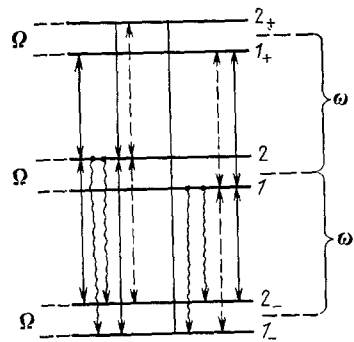


Рис. 5. Энергетические уровни схема неупругих переходов между состояниями $\psi_1, \psi_2, \psi_{1\pm}, \psi_{2\pm}$, определяемыми формулой (5.3)

Сплошные стрелки — столкновительные переходы, штриховые стрелки — тормозные переходы (см. ¹², ¹⁸), волнистые стрелки — спонтанные переходы.

При написании уравнений баланса следует учесть, что переход $m \rightarrow m'_\pm$ кинетически эквивалентен переходу $m \rightarrow m'$ ввиду неразличимости состояний m' и m'_\pm . Таким образом, для населенностей \tilde{N}_m компаунд-системы $A + \mathcal{E}$ имеем

$$\frac{d\tilde{N}_m}{dt} = \sum_{m=1,2} \tilde{K}_{mm'} \tilde{N}_{m'}, \quad m = 1, 2, \quad (5.19)$$

где

$$\tilde{K}_{mm'} = \tilde{K}_{mm'} + \sum_{\pm} \tilde{K}_{m_{\pm}m'}; \quad (5.20)$$

суммирование по \pm означает суммирование по m_\pm при данном m .

Диссипируемая в единице объема мощность Q получается после умножения частоты перехода каждого типа на величину световой энергии, диссипируемой в этом переходе, и суммирования по переходам:

$$Q = \sum_{s=1}^6 \sum_{m=1,2} E_{sm}^{(\mathcal{E})} \tilde{K}_{sm} \tilde{N}_m. \quad (5.21)$$

В рамках изложенной простой кинетики вычисление Q сводится, как и в гл. 3, к нахождению населенностей \tilde{N}_m из уравнений баланса (5.19) и подстановке их в (5.21).

Для удельной световой мощности $Q^{(OC)}$, поглощаемой за счет ОС-переходов (5.6), и для мощности $Q^{(н.р)} = \sum_{m,m'} \sum_{\pm} E_{m_{\pm}m'}^{(\mathcal{E})} \tilde{K}_{m_{\pm}m'} \tilde{N}_{m'}$, диссипируемой за счет неупругой релаксации вычисления дают

$$Q^{(OC)} = Q_{\text{нас}} \frac{2V^2}{\Delta\omega^2} \frac{(\Delta\omega/\Omega^2) \gamma_{OC}}{\gamma_{н.р} + (2V^2/\Delta\omega^2) (\gamma_{OC} + \gamma_{н.р})}, \quad (5.22a)$$

$$Q^{(н.р)} = Q_{\text{нас}} \cdot \frac{2V^2}{\Delta\omega^2} \frac{[1 - (\Delta\omega^2/\Omega^2)] \gamma_{OC} + \gamma_{н.р}}{\gamma_{н.р} + (2V^2/\Delta\omega^2) (\gamma_{н.р} + \gamma_{OC})}. \quad (5.22б)$$

Здесь, как и в гл. 3, через $Q_{\text{нас}} = \hbar\omega\gamma_{н.р}\Delta N_i$ обозначена мощность, поглощаемая двухуровневой системой в режиме насыщения при заданной неупругой релаксации, величины, входящие в (5.21) выписаны в Приложении.

Обсудим отдельно неупругую релаксацию за счет спонтанных радиационных переходов²⁷. Спонтанные переходы образуют следующие три линии: главную — на частоте $\omega_{сп} = \omega$ (т. е. релеевское рассеяние), в которую дают вклад переходы $1 \rightarrow 1_-$ и $2 \rightarrow 2_-$, а также две сопутствующие ей линии на частотах $\omega_{сп} = \omega + \Omega$ (так называемая резонансная флуоресценция) и $\omega_{сп} = \omega - \Omega$ (так называемое трехфотонное рассеяние), образованные соответственно переходами $2 \rightarrow 1_-$ и $1 \rightarrow 2_-$ (см. рис. 5). Домножая скорость спонтанного перехода A_{12} на световую энергию, диссипируемую при соответствующем переходе, получаем для мощности спонтанного излучения компонент триплета

$$Q_{сп} = \hbar\omega A_{12} \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\Omega} \right) \tilde{N}_2 \equiv Q_F, & \omega_{сп} = \omega + \Omega, \\ \frac{V^2}{\Omega^2} (\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2) \equiv Q_R, & \omega_{сп} = \omega, \\ \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\Delta\omega}{\Omega} \right) \tilde{N}_1 \equiv Q_S, & \omega_{сп} = \omega - \Omega. \end{array} \right. \quad (5.23)$$

Релеевское рассеяние Q_R не зависит от столкновений. Отметим, что по излучению различных компонент триплета (5.22) наиболее удобно проводить измерения, характеризующие взаимодействие света со средой.

в) Н е л и н е й н ы е э ф ф е к т ы

Выражение для полной поглощаемой мощности (5.21) получается суммированием (5.22а) и (5.22б):

$$Q = Q_{\text{нас}} \frac{2V^2 (\gamma_{\text{ос}} + \gamma_{\text{н.р}}) / \gamma_{\text{н.р}}}{\Delta\omega^2 + 2V^2 (\gamma_{\text{ос}} + \gamma_{\text{н.р}}) / \gamma_{\text{н.р}}} \quad (5.24)$$

Это выражение формально совпадает с (3.3) с точностью до двух малосущественных деталей. Во-первых, здесь в отличие от (3.3) фигурирует $\gamma_{\text{ос}} + \gamma_{\text{н.р}}$ вместо $\gamma_{\text{ос}}$, поскольку неупругая релаксация при выводе (5.24) не полагалась заранее малой по сравнению с упругой. Во-вторых, в знаменателе (5.24) отсутствует слагаемое $\gamma_{\text{уд}}^2$. Однако этот факт несуществен для одночастичной области (5.4). Действительно, преобразуя знаменатель (5.24)

$$\Delta\omega^2 + \frac{2V^2 (\gamma_{\text{ос}} + \gamma_{\text{н.р}})}{\gamma_{\text{н.р}}} = \Omega^2 + \frac{2V^2 \gamma_{\text{ос}}}{\gamma_{\text{н.р}}}, \quad (5.25)$$

видим, что он велик по сравнению с $\gamma_{\text{уд}}^2$ в той области $\Omega \gg \gamma_{\text{уд}}$, для которой справедливо проведенное рассмотрение.

Значительно более глубоким является неформальное различие выражений (5.24) и (3.3). Дело в том, что в (5.24) фигурирует величина $\gamma_{\text{ос}}$, являющаяся функцией как расстройки частоты $\Delta\omega$, так и поля V . Поэтому фактически выражения (5.24) и (3.3) совпадают только в ударной области $\Omega \ll \Omega_{\text{в}}$ и при слабых полях (см. п. б) гл. 4, область применимости обычной теории уширения на рис. 4). Напомним, что известное выражение Карплуса — Швингера²⁵ справедливо, в отличие от (3.3), лишь в ударной области $\Omega \ll \Omega_{\text{в}}$.

Интерес представляет не только выражение для полной мощности Q , но также и зависимость от $\Delta\omega$, V величин $Q_{\text{н.р}}$, $Q_{\text{ос}}$, поскольку они так же, как и Q , могут быть непосредственно измерены в экспериментах. Исследуемые выражения можно представить в простом виде

$$Q = Q_{\text{нас}} \frac{u}{u + R}, \quad \frac{Q_{\text{ос}}}{Q} = 1 - R, \quad (5.26)$$

вводя безразмерные параметры

$$u = \frac{2V^2}{\Delta\omega}, \quad R = \frac{\gamma_{\text{н.р}}}{\gamma_{\text{н.р}} + \gamma_{\text{ос}}}. \quad (5.27)$$

По определению, $R \leq 1$. Следовательно, при $2V^2 \gg \Delta\omega^2$ независимо от характеристик среды при произвольном соотношении вклада ОС-переходов и неупругой релаксации, наблюдается явление насыщения: поглощаемая мощность достигает максимального значения $Q = Q_{\text{нас}}$ и перестает зависеть от характеристик поля (напомним, что $\Omega \gg \gamma_{\text{уд}} + \gamma_{\text{н.р}}$). Когда вклад оптических столкновений велик, $\gamma_{\text{ос}} \gg \gamma_{\text{н.р}}$ («упругое» уширение велико), то $R \ll 1$ и насыщение наступает значительно раньше, при $2V^2 \gg R\Delta\omega^2$. Поведение величины R носит следующий характер. При небольших $\Omega < \Omega_{\text{в}}$ в обычных газокинетических условиях $R \ll 1$, поскольку $\gamma_{\text{ос}} \sim \gamma_{\text{уд}} \gg \gamma_{\text{н.р}}$. С ростом Ω величина $\gamma_{\text{ос}}$ падает и, следовательно, R растет. Зависимости $R(\Delta\omega, V)$ и $Q(\Delta\omega, V)$ в каждом конкретном случае можно сравнительно просто получить на основе результатов приведенных в гл. 4. Здесь мы подробнее исследуем качественный вид зависимости Q от V при значениях $\Delta\omega$, соответствующих статическому крылу (см. рис. 4).

Как следует из гл. 4, при $V < V_{\text{кр}} = d\mathcal{E}_{\text{в}}/\hbar$ величина $\gamma_{\text{ос}}$ не зависит от V . Пусть при слабых полях $\gamma_{\text{ос}} \gg \gamma_{\text{н.р}}$. Тогда при $V \ll V_{\text{кр}}$; $\Delta\omega \sqrt{\gamma_{\text{ос}}/\gamma_{\text{н.р}}}$ величина $Q \propto V^2$; при $V \sim \Delta\omega \sqrt{\gamma_{\text{ос}}/\gamma_{\text{н.р}}}$ наступает насыщение. Однако

когда $V > V_{кр}$, величина $\gamma_{ос}$ падает с ростом V , и поэтому насыщение пропадает. Поглощаемая мощность начинает также падать, падение замедляется при $\gamma_{ос}(V) \sim \gamma_{н.р.}$, когда $Q \sim Q_{нас} 2V_{кр}^2/\Delta\omega^2$. При дальнейшем росте V величина $Q \propto V^2$ и достигает насыщения при $V \sim \Delta\omega$. Интересен случай $\gamma_{ос} \sim \gamma_{н.р.}$, т. е. когда при слабых полях $R \sim 1$. В этом случае насыщение наступает только при $V \sim \Delta\omega$ (рис. 6).

Подведем некоторые итоги теоретического рассмотрения.

1. Допплеровское уширение не обсуждалось, однако ясно, что им можно пренебречь при $\Omega \gg \gamma_D$, где γ_D — доплеровская ширина. Таким

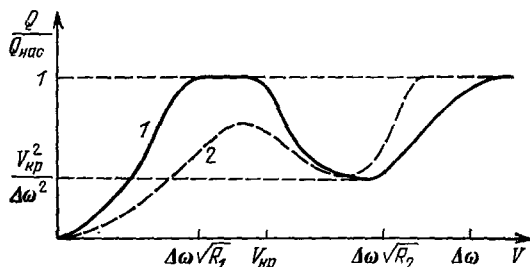


Рис. 6. Зависимость поглощаемой световой мощности Q от поля V в статическом крыле линии.

Кривая 1 соответствует случаю $R(V=0) = R_1 < V_{кр}^2/\Delta\omega^2$, кривая 2 — случаю $R(V=0) = R_2 > V_{кр}^2/\Delta\omega^2$.

образом, нелинейная теория уширения, рассмотренная здесь, ограничена условием

$$\Omega \equiv \sqrt{\Delta\omega^2 + 4V^2} \gg \gamma_{уд} + \gamma_{н.р.} + \gamma_D. \quad (5.28)$$

2. Попытка обобщить известный результат Карплуса — Швингера²⁵ на квазистатическую область путем усреднения по неподвижным сдвигам была бы неправомерной. Усреднение по неподвижным сдвигам (см., например,²⁵, с. 369) дает результаты, сильно отличающиеся от (5.27), при сильных полях $V \sim \gamma_{уд}$ или $V \sim \Omega_B$. Впрочем, для слабых полей результаты теории неоднородного уширения^(25, с. 369) и (5.24) совпадают. Дело в том, что критерий (5.31), использовавшийся в данной работе, противоположен предположению, неявно заложенному в обычном подходе. Действительно, условие (5.31) означает, в частности, что мы пренебрегаем неупругой релаксацией в ходе ОС. Между тем усреднение по неподвижным сдвигам соответствовало бы предположению о том, что атом в процессе столкновения успевает релаксировать, т. е. выполняется условие, обратное (5.28). Для слабых полей это условие, однако, не является необходимым в соответствии с известным фактом: для статической области усреднение по прицельным параметрам пролета сталкивающихся частиц эквивалентно усреднению со сдвигом термов неподвижными атомами (ср.⁸, с. 266). Однако такое утверждение справедливо лишь для слабых полей. Если же поле влияет на кинетику населенностей, или же на сам ОС-переход, то форма линии не определяется одним лишь сдвигом уровней.

3. Основой изложенного выше подхода^{11, 12 *} является последовательный учет того факта, что поглощение света происходит при переходах именно между смешанными состояниями компаунд-системы $A + \mathcal{E}$. Это приводит к усложнению динамической части задачи (расчета сечений ОС-переходов), но зато делает в принципе простым и наглядным рассмотренные кинетики. Напомним, что наиболее интересная область (где удается выявить нелинейные эффекты нового типа) анализируется здесь в отличие от обычного подхода⁵⁻⁷ на основе элементарных уравнений баланса населенностей; нет принципиальных сложностей и в переходе к более сложным моделям.

*) Этот подход применялся впоследствии для рассмотрения поглощения света в среде тождественных атомов²⁸ и в случае многочастичного уширения²⁹.

4. В рамках изложенных выше представлений можно в принципе построить и теорию формы линий для компонент триплета $m \rightarrow m'_+$, обсуждавшегося в конце п. в) гл. 5. Существенное усложнение рассмотрения формы линий переходов $m \rightarrow m'_+$ в компаунд-системе «атом + э.м. поле» по сравнению с теорией уширения атомных линий, изложенной в гл. 2, связано с тем, что резонирующие попарно уровни $1, 2$ и $1_+, 2_+$ нельзя, вообще говоря, считать изолированными в ходе уширяющего столкновения. Иначе говоря, неприменимо адиабатическое приближение.

5. Наиболее ярко нелинейные эффекты проявляются в статическом крыле (см. рис. 4, 6) при

$$\sqrt{\frac{vF_{\Delta\omega}}{2\pi}} \ll V \ll \Delta\omega. \quad (5.29)$$

Эта область тем шире, чем меньше $F_{\Delta\omega}$.

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Явления оптико-столкновительной нелинейности, обсуждаемые выше, интересны не только сами по себе, как новый физический эффект. В будущем могут найтись конкретные пути их практического применения. Сюда относятся возможности изучения характеристик сталкивающихся атомов и организация распространения импульсов в среде с самоиндуцированной прозрачностью. Однако прежде чем подробно обсуждать такого рода возможности, необходимо экспериментально обнаружить и исследовать эти эффекты. Пока сообщений об экспериментах, имеющих отношение к рассматриваемым вопросам, немного^{14-16, 30-32}. Ниже мы кратко изложим результаты двух, по-видимому, наиболее интересных работ^{14, 16}.

а) Исследование околорезонансного рассеяния лазерного излучения

В работе Зёке с сотрудниками¹⁴ изучались эффекты, связанные с рассеянием околорезонансного лазерного излучения при столкновительном уширении линии. Исследовалась смесь паров стронция с буферным газом, аргоном. Лазер на красителе подстраивался к резонансному переходу $5s^2\ ^1S_0 - 5s5p\ ^1P_1$ ($\lambda_0 = 460,73\text{ км}^{-1}$) атома Sr (рис. 7). Давление аргона изменялось в пределах $P_{\text{Ar}} \sim 10-500$ Торр, температура паров стронция была около 530°C , что соответствует их плотности $N_{\text{Sr}} \sim 10^{14}\text{ см}^{-3}$.

Наблюдение велось по излучению компонент триплета (5.23), интенсивность которых изучалась как функция частоты и интенсивности лазера, а также как функция давления аргона. Исследование этих зависимостей при слабых полях ($I < 1\text{ МВт/см}^2$) позволило сопоставить данные измерений с результатами теории уширения.

Как и следует ожидать из (5.26), релеевское рассеяние изменялось как $\Delta\omega^{-2}$ (рис. 8, а), в то время как резонансная флуоресценция, определяемая ОС-переходами была асимметричной (рис. 8, б). При этом, как и предсказывает теория, для исследуемого перехода (см. рис. 7, б) статическое крыло лежит в длинноволновой области. По отношению резонансной флуоресценции к релеевскому рассеянию была найдена зависимость сечения уширения $\overline{\sigma_{\text{уш}}}(\Delta\omega) \equiv \gamma_{\text{ОС}}(\Delta\omega)/v_T N_{\text{Ar}}$ от $\Delta\omega$ (рис. 8). Для ударной области, в частности, получено $\Omega_{\text{В}} \sim 5\text{ см}^{-1}$, $\sigma_{\text{В}} \approx 4,4 \cdot 10^{-14}\text{ см}^2$. Результаты измерений качественно согласуются с теоретическим рассмотрением³³ при $C_6(\text{Sr} - \text{Ar}) = 9,8 \cdot 10^{-31}\text{ см}^6\text{с}^{-1} \approx 1,5 \cdot 10^3\text{ а. е.}$ (см. рис. 8).

Изучение зависимости интенсивностей Q_{R} , Q_{F} компонент триплета (5.26) от интенсивности лазерного поля I дало следующие результаты.

Релеевское рассеяние Q_R , как и следовало ожидать, насыщалось при $4V^2 \sim \Delta\omega^2$. Однако зависимость резонансной флуоресценции Q_F от I не укладывалась в рамки «обычной» теории³⁴, не учитывающей нелинейно-динамические эффекты, т. е. зависимость γ_{OC} от V . Тогда авторы¹⁴, продолжая использовать «обычную» теорию, стали рассматривать γ_{OC} как

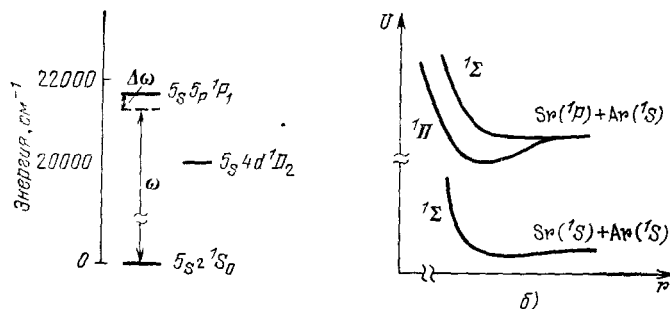


Рис. 7. Упрощенная схема энергетических уровней стронция (а) и качественный вид термов системы $Sr + Ar$ (б).

Энергия лазерного кванта $\hbar\omega$ близка к энергии $\hbar\omega_0$ перехода $5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^1P_1$, $\hbar\omega_0 = 21698,482 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_0 = 460,73 \text{ нм}$).

свободный (т. е. «подгоночный») параметр. В области параметров $\Delta\lambda = \pm 0,17 \text{ нм}$ ($\Delta\omega \approx 6 \text{ см}^{-1}$), $I \approx (0,1 - 1) \cdot 3,5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ согласие экспериментальных и теоретических данных было получено: для «красной» стороны — при $\bar{\sigma}_{yш} = 3,2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, для «синей» стороны — при $\bar{\sigma}_{yш} = 1,8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Эти значения соответственно в 3 и в 8 раз меньше тех, которые были определены в тех же экспериментах¹⁴ со слабыми полями.

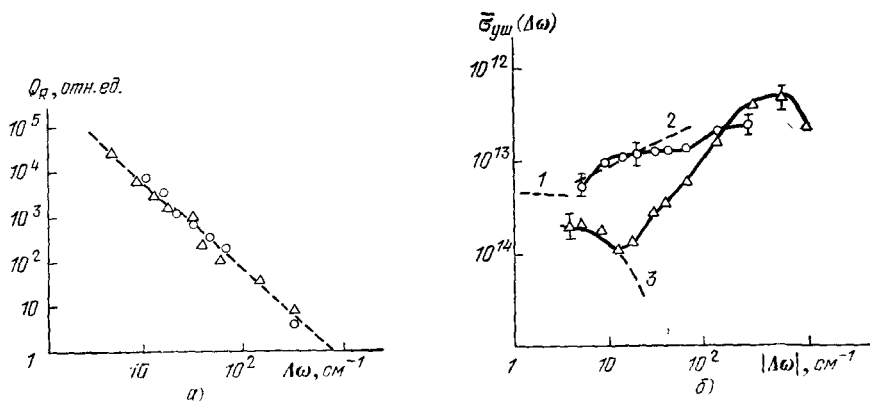


Рис. 8. Зависимость рэлеевского рассеяния Q_R (а) и нормированной на него резонансной флуоресценции $\bar{\sigma}_{yш} = \gamma_{OC}/v_{\tau} N_B$ (б) от расстройки частоты $\Delta\omega$.

Треугольниками и кружками обозначены соответственно коротковолновая и длинноволновая части спектра. Штриховые кривые — теоретические результаты: на рис. а) — зависимость $\Delta\omega^{-2}$, на рис. б) — результаты теории³⁴ (1 — ударный предел, 2 — статическая область, 3 — адиабатическая область).

Исследовалась зависимость резонансной флуоресценции Q_F от лазерной интенсивности I и при больших расстройках ($\Delta\omega^2 > 4V^2$), когда насыщение не играло значительной роли и зависимость Q_R от I была близка к линейной. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных и в этом случае достигалось лишь при значениях $\bar{\sigma}_{yш}$ значительно меньших тех, которые имели место в пределе слабых полей.

Эти факты, а также то, что нелинейность наблюдалась при полях порядка критических ($\mathcal{E}_0 \sim \mathcal{E}_B$; см. п. б) гл. 4), дают основания считать, что в экспериментах группы Зёке обнаружена зависимость γ_{OS} от V , связанная с динамическими эффектами. Авторы ¹⁴, хотя и обратили внимание на предсказанную в работах ⁹⁻¹¹ зависимость элементарного акта от напряженности поля, но все же полагали, что наблюдаемые ими нелинейные эффекты могут быть связаны с нестационарностью задачи (подробнее см. ³⁵). Однако в более позднем рассмотрении ¹⁵ Зёке уже однозначно связывает наблюдаемые эффекты с влиянием поля на динамику уширяющих столкновений.

б) Наблюдение нелинейных эффектов в крыле линии

Целенаправленные эксперименты по обнаружению нелинейных эффектов для больших расстройк частоты $\Delta\omega \gg \Omega_B$ были поставлены группой А. М. Бонч-Бруевича ¹⁶. Исследовалась система $Tl + Ag$, схема термов для которой приведена на рис. 9. Исследовался переход $X_{3/2} - B^2$.

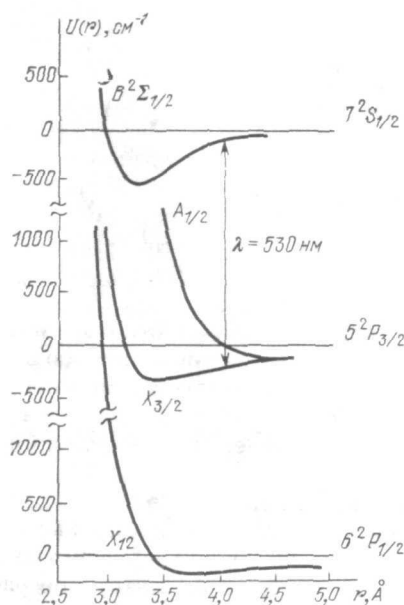


Рис. 9. Схема термов системы $Tl + Ag$.

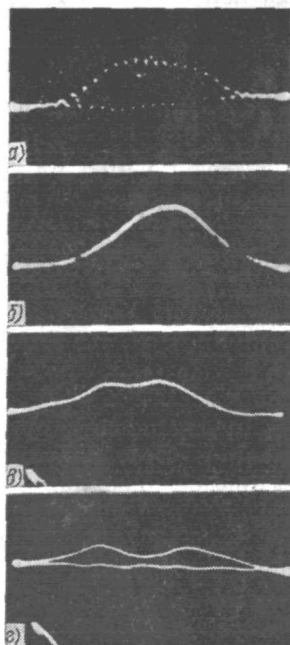


Рис. 10. Осциллограммы лазерного импульса (а) и импульсов свечения при различных мощностях возбуждения I ($Вт/см^2$) = $3 \cdot 10^8$ (б), $2 \cdot 10^9$ (в) и $8 \cdot 10^9$ (г).

Его выбор обусловлен тем, что в некотором диапазоне частот (вблизи $\lambda_0 = 530$ нм) эти термы практически параллельны, а с падением разности наклонов термов $F_{\Delta\omega}$ расширяется область (5.32) наиболее существенного проявления нелинейных эффектов. Вблизи точки касания термов $r_{\Delta\omega}$ критическое поле оценивается величиной ^{31,32}

$$V_{кр} = \left(\hbar v^2 \frac{d^2 \Delta U}{dr^2} \Big|_{r=r_{\Delta\omega}} \right)^{1/3}.$$

В экспериментах¹⁶ исследовалась именно область вблизи касания термов *).

Источником возбуждения исследуемой системы $Tl + Ag$ служило излучение второй гармоники неодимового лазера, работающего в режиме самосинхронизации мод. Импульс лазера состоял из 15-ти — 18-ти отдель-

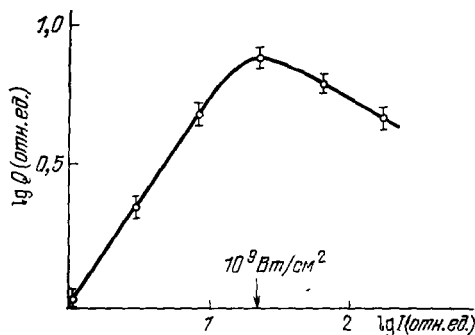


Рис. 11. Зависимость мощности флуоресценции линии таллия (переход $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$) от мощности возбуждения.

заметного заселения исходного атомного уровня $6P_{3/2}$ кювета с парами нагревалась до температуры 830—880 °С, при этом концентрация атомов составляла $N_{6P_{3/2}} \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Наблюдения велись по люминисценции атомов таллия на переходах $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ ($\lambda_{сп} = 377 \text{ нм}$) или $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ ($\lambda_{сп} = 535 \text{ нм}$). Измерения зависимости интенсивности интегрального (за весь импульс) спонтанного излучения в атомных линиях от интенсивности лазерного излучения представлена на рис. 11. Эффект просветления, как видно из рис. 11, наблюдается при $I \gtrsim 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ($\mathcal{E}_0 \gtrsim 10^6 \text{ В/см}$).

Проводились также измерения временной зависимости свечения атомных линий (рис. 10, б — г). В моменты времени, соответствующие максимальной интенсивности при $I \gtrsim 10^9 \text{ Вт/см}^2$, наблюдается уменьшение люминисценции. Этот результат также можно рассматривать как независимое и прямое доказательство наблюдения явления просветления среды без ее насыщения.

Таким образом, эффекты оптико-столкновительной нелинейности, предсказанные в работах⁹⁻¹¹, получили в последнее время экспериментальное подтверждение. Представляет интерес дальнейшее развитие теории в следующих двух направлениях. Во-первых, было бы интересно рассмотреть влияние сильного поля на форму линий компонент триплета (5.23). Во-вторых, интересна возможность формирования мощных световых импульсов с крутыми фронтами (высокой контрастностью) с помощью эффекта оптико-столкновительной нелинейности ландау-зинеровского типа.

Автор признателен В. И. Когану и В. П. Крайнову за ценное обсуждение и А. Г. Жидкову за помощь в расчетах.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычислим элементы матриц $E(\mathcal{E})$, \tilde{K}_{sm} . Энергия перехода дается разностью средних энергий поля, соответствующих начальному и конечному состоянию компаунд-системы $E(\mathcal{E}) = E_c(\mathcal{E}) - E_m(\mathcal{E})$. После усреднения по произвольным начальным фазам

*) Авторы¹⁶ называют наблюдавшуюся ими оптико-столкновительную нелинейность «ландау-зинеровской» нелинейностью. Поскольку здесь имеет место касание, а не пересечение термов, это название, по-видимому, не вполне удачно.

ных пиков (см. рис. 10, а), длительность каждого пика составляла $\Delta t_{пик} = (1 - 1,5) \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Особое внимание было обращено на формирование острого (как по времени, так и в пространстве) распределения лазерного поля, поскольку различные усреднения маскируют сравнительно медленный спад ($\propto \mathcal{E}_0^{-1} \propto 1/\sqrt{I}$; см. (4.16)).

Давление аргона $P_{Ag} \sim 1 \text{ атм}$ выбиралось так, чтобы за время прохождения лазерного импульса ($\Delta t_{лаз} \sim 10^{-10} \text{ с}$) вероятность уширяющего столкновения была порядка единицы ($\Delta t_{лаз} \gamma_{уд} \sim 1$). Для

заметного заселения исходного атомного уровня $6P_{3/2}$ кювета с парами нагревалась до температуры 830—880 °С, при этом концентрация атомов составляла $N_{6P_{3/2}} \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

атомов средняя энергия состояний дается выражениями (ср. п. а) гл. 5)

$$E_{1\pm}^{(\mathcal{E})} = b_1^2 \langle \varphi_{1\pm} | H_{\mathcal{E}} | \varphi_{1\pm} \rangle + b_2^2 \langle \varphi_{2\pm} | H_{\mathcal{E}} | \varphi_{2\pm} \rangle,$$

$$E_{2\pm}^{(\mathcal{E})} = b_2^2 \langle \varphi_{1\pm} | H_{\mathcal{E}} | \varphi_{1\pm} \rangle + b_1^2 \langle \varphi_{2\pm} | H_{\mathcal{E}} | \varphi_{2\pm} \rangle,$$

где $\hat{H}_{\mathcal{E}}$ — оператор свободного поля (см. п. а) гл. 2), φ_m , $\varphi_{m\pm}$ — собственные функции гамильтониана $\hat{H}_A + \hat{H}_{\mathcal{E}}$, соответствующие разным состояниям атома А (m) и поля $n_{\omega} \pm 1$, $n_{\omega} - 1 \pm 1$ см. (5.17).

Матрицу \tilde{K}_{sm} можно получить из следующих соображений¹¹. Для нахождения скорости перехода между заданными состояниями компаунд-системы надо просто домножить скорость перехода между соответствующими состояниями атома А на вероятности, с которыми эти состояния «присутствуют» в рассматриваемых состояниях компаунд-системы. Вероятность «присутствия» несмешанного состояния дается квадратом коэффициента разложения: b_1 или b_2 (см. (5.17)). Более аккуратное рассмотрение приведено в^{12, 18}.

Проведенные в соответствии с изложенным выше вычисления дают

$$\hat{E}^{(\mathcal{E})} = \hbar\omega \begin{bmatrix} 1 & 2b_1^2 \\ 2b_2^2 & 1 \\ 0 & \frac{\Delta\omega}{\Omega} \\ -\frac{\Delta\omega}{\Omega} & 0 \\ -2b_1^2 & -1 \\ -1 & -2b_2^2 \end{bmatrix}, \quad \hat{K} = \begin{bmatrix} b_1^2 b_2^2 K_{21} & b_2^4 K_{21} \\ b_1^4 K_{21} & b_1^2 b_2^2 K_{21} \\ -K_{OC} & K_{OC} \\ K_{OC} & -K_{OC} \\ b_1^4 K_{12} & b_1^2 b_2^2 K_{12} \\ b_1^2 b_2^2 K_{12} & b_1^4 K_{12} \end{bmatrix}.$$

Используя (5.23), имеем для уравнения баланса (5.19) следующее явное выражение:

$$\frac{d\tilde{N}_1}{dt} = (b_2^4 K_{21} + b_1^4 K_{12} + K_{OC}) \tilde{N}_2 - (b_1^4 K_{21} + b_2^4 K_{12} + K_{OC}) \tilde{N}_1, \quad \tilde{N}_1 + \tilde{N}_2 = N.$$

Откуда в стационарном случае $d\tilde{N}_m/dt = 0$ следует

$$\tilde{N}_1 = \frac{b_2^2 K_{21} + b_1^4 K_{12} + K_{OC}}{(1/2) [1 + (\Delta\omega^2/\Omega^2)] (K_{21} + K_{12}) + 2K_{OC}},$$

$$\tilde{N}_2 = \frac{b_1^4 K_{21} + b_2^2 K_{12} + K_{OC}}{(1/2) [1 + (\Delta\omega^2/\Omega^2)] (K_{12} + K_{21}) + 2K_{OC}}. \quad (\text{П.1})$$

Отметим, что переходы $m \rightarrow m_{\pm}$ в кинетической матрице взаимно уничтожаются (имеют место лишь переходы $m \rightarrow m'_{\pm}$, $m' \neq m$). Это связано с отмечавшейся выше неразличимостью состояний.

Используя (П.1), для разности населенностей получаем

$$\tilde{N}_1 - \tilde{N}_2 = \frac{(\Delta\omega/\Omega) (K_{21} - K_{12}) N}{2K_{OC} + (1/2) [1 + (\Delta\omega^2/\Omega^2)] (K_{21} + K_{12})} =$$

$$= \frac{(\Delta\omega/\Omega) \Delta N}{(1/2) [1 + (\Delta\omega^2/\Omega^2)] + (K_{OC}/\gamma_{н.р})},$$

где по-прежнему $\Delta N = N(K_{21} - K_{12})/(K_{21} + K_{12})$ — разность населенностей атомных уровней в отсутствие поля, $\gamma_{н.р} = (K_{21} + K_{12})/2$ — скорость неупругой релаксации в двухуровневой системе.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Вайскопф В. — УФН, 1933, т. 13, с. 595.
2. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. — М.: ИЛ, 1949.
3. Баранже М. — В кн.: Атомные и молекулярные процессы/Под ред. Д. Бейтса. Пер. с англ. под ред. А. Н. Бибермана, В. А. Фабриканта. — М.: Мир, 1964. — С. 429.
4. Соболевман И. И. Введение в теорию атомных спектров. — М.: Физматгиз, 1963.
- Вайнштейн Л. А., Соболевман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1979.

5. Раутиан С. Г.— Тр. ФИАН АН СССР, 1968, т. 43, с. 3.
Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул.— Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1979.
6. Файн В. М. Фотоны и нелинейные среды.— М.: Физматгиз, 1972.
7. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М.: Наука, 1975.
8. Яковленко С. И.— Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 259.
9. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 1686.
10. Лисица В. С., Яковленко С. И.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 1550.
11. Лисица В. С., Яковленко С. И.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 479.
12. Яковленко С. И.— Препринт ИАЭ-2694, М., 1976.
13. Пестов Э. Г., Раутиан С. Г.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 2032.
14. Carlsten J. L., Szöke A., Raumer M. G. Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 15, с. 1029.
15. Szöke A.— Optics Lett., 1978, v. 2, p. 36.
16. Бонч-Бруевич А. М., Вартамян Г. А., Хромов В. В.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 538.
17. Яковленко С. И.— Препринт ИАЭ-3297, М., 1980.
18. Яковленко С. И.— Препринт ИАЭ-3292, М., 1980.
19. Чен С., Такео М.— УФН, 1958, т. 66, с. 391.
20. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.
21. Spitzer L.— Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 699; v. 56, p. 39; 1940, v. 58, p. 348.
22. Якимец В. В.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1469.
23. Коган В. И., Лисица В. С.— JQSRT, 1972, v. 12, p. 881.
24. Anderson P.— Phys. Rev., 1949, v. 16, p. 647.
25. Karplus R., Schwinger T.— Ibid., 1948, v. 73, p. 1020.
26. Лисица В. С., Яковленко С. И.— Препринт ИАЭ-2392, М., 1974.
27. Раутиан С. Г., Собельман И. И.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 456.
28. Андреев С. П., Лисица В. С.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, С. 73.
29. Лисица В. С.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 195.
30. Бонч-Бруевич А. М., Пржибельский С. Г., Федоров А. А., Хромов В. В.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 1733.
31. Бонч-Бруевич А. М., Пржибельский С. Г., Хромов В. В.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, с. 397.
32. Вартамян Т. А., Максимов Ю. Н., Пржибельский С. Г., Хромов В. В.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 281.
33. Szudy J., Baylis W. E.— J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer, 1975, v. 15, p. 641.
34. Mollow B. R.— Phys. Rev., Ser. A, 1977, v. 15, p. 1023.
35. Courtens E., Szöke A.— Ibid., p. 1588.