

Ленинградский ордена Ленина и ордена Трудового Красного
Знамени государственный университет имени А.А.Иванова

На правах рукописи

СЕБЯКИН Юрий Николаевич

ОСОБЕННОСТИ В СПЕКТРАХ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ,
СВЯЗАННЫЕ СО ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕМ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ
ТЕРМОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ АТОМОВ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Ленинград
1980

Работа выполнена на кафедре квантовой механики физического факультета Ленинградского ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени государственного университета имени А. А. Еданова

Научные руководители: доктор физико-математических наук,
профессор Демков Ю.Н.

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Девдариани А.З.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Никитин Е.Е.

кандидат физико-математических наук,
доцент Губкин И. А.

Ведущая организация: Физико-технический институт
имени А.Ф.Иоффе АН СССР

Защита состоится " " 1980 г. в час.
на заседании специализированного совета К 063.57.17 по при-
суждению ученой степени кандидата физико-математических наук
в Ленинградском государственном университете им. А. А. Еданова
по адресу: 199164, Ленинград, Университетская наб., 7/9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке университета.

Автореферат разослан " " 1980 г.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО
СОВЕТА

Л.Н.Лабзовский

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертации. Работа посвящена изучению влияния неадиабатического взаимодействия между квазистационарными термами квазимолекул на форму спектров продуктов распада.

В последнее время значительно повысился интерес к проблеме описания энергетических спектров распада квазистационарных состояний. Вызвано это той причиной, что экспериментальное и теоретическое изучение спектров распадающихся состояний позволяет получать данные о различных характеристиках атом-атомных столкновений и делать выводы о механизме происходящих процессов.

Существующие в настоящее время теоретические исследования спектров квазистационарных состояний ограничены случаем одного либо двух параллельных термов. Случай одного квазистационарного терма исследован достаточно полно и результаты различных теоретических работ находят широкое применение при обработке и интерпретации экспериментальных данных [1]. В то же время вопрос о влиянии неадиабатического взаимодействия на спектры распада квазистационарных термов проанализирован далеко не полностью.

Актуальность настоящей работы определяется с одной стороны необходимостью дальнейшего развития теоретических методов описания электронных или фотонных спектров взаимодействующих квазистационарных состояний, а с другой стороны развитием экспериментальных методов исследования в области атом-атомных столкновений (в частности, повышение точности измерения электронных спектров до $10^{-3} eV$, развитие методики совпадений, автоматизация эксперимента в оптике). При этом обработка экспериментальных данных во многих случаях принципиально требует учета неадиабатического взаимодействия между квазимолекулярными термами.

Основной целью работы являлось формулировка и аналитическое решение ряда физически оправданных модельных задач, которые можно использовать для интерпретации экспериментальных данных по электронным и фотонным спектрам, возникающим при атомных столкновениях. Достоинство такого подхода состоит в

том, что точно решаемая и физически оправданная модель позволяет проследить основные закономерности рассматриваемых процессов в широком интервале изменения параметров задачи и таким образом сделать выводы о характере влияния различных физических факторов на результаты, получаемые в эксперименте.

Существо работы состоит в рассмотрении обычно используемых в теории атомных столкновений уравнений амплитуд заселеностей, квазимолекулярных состояний, но для комплексных значений энергии (что позволяет учесть квазистационарность состояний) и последующем определении спектров вылетающих частиц. Такой подход был использован для вычисления амплитуд заселеностей состояний сплошного спектра, возникающих в результате распада двух взаимодействующих между собой квазистационарных термов, причем взаимодействие квазистационарных состояний описывалось на основе нескольких, наиболее употребляемых в теории столкновений, моделей. В качестве таких моделей нами были рассмотрены модель Ландау-Зинера, модель Никитина и модель Демкова. Такой выбор объясняется тем, что, во-первых, перечисленные модели находят широкое применение для объяснения различных процессов при атомных столкновениях, а во-вторых, задача о вычислении спектров для этих моделей может быть решена аналитически, что позволяет исследовать различные предельные случаи и связи.

Основные результаты. Научная новизна и практическая ценность

1. Решена задача об энергетическом спектре распада одиночного квазистационарного терма при его внезапном заселении. Для амплитуд сплошного спектра получены аналитические выражения, учитывающие уменьшение заселенности квазистационарного терма в результате распада.

2. Впервые получены аналитические выражения амплитуд сплошного спектра для задачи о ландау-зинеровском пересечении двух квазистационарных термов. Показано, что в спектре возникают осцилляции, связанные с интерференцией электронов (или фотонов) одинаковой энергии, испущенных в разные моменты времени. Исследовано влияние неадиабатического взаимодействия на форму спектра при различных соотношениях между параметрами задачи.

3. Показана связь задачи о спектре распада в модели Ландау-Зинера с задачей о внезапном заселении одиночного квазистационарного терма, а также с задачей о спектре для одиночного параболического терма с постоянной шириной.

4. Впервые получены аналитические выражения для распределения спектральной интенсивности в случае, если взаимодействие двух квазистационарных состояний описывается моделью Никитина или моделью Демкова. На основе этих аналитических выражений изучено поведение спектра в окрестности энергий, соответствующих атомным линиям и в крыльях линий. Подробно рассмотрен вопрос о влиянии неадиабатического взаимодействия на формирование различных участков спектра. Для модели Никитина прослежен переход к различным частным случаям, в том числе и к случаю модели Ландау-Зинера.

5. Показано, что усреднение выражений для спектра в модели Ландау-Зинера по скоростям сталкивающихся атомов и параметрам удара может быть сведено к однократному интегрированию.

6. Для случая малых вероятностей неадиабатического перехода впервые получены аналитические выражения для профиля сателлита спектральной линии, который образуется в результате ландау-зинеровского пересечения термов оптически излучающих квазимолекулярных состояний. Полученные результаты применены для вычисления формы сателлитов спектральных линий, которые возникают в крыльях спектра резонансного перехода в парах атомов щелочного металла и наблюдались экспериментально.

Научная новизна работы состоит в том, что впервые изучается влияние неадиабатического взаимодействия квазистационарных термов на спектры продуктов распада и исследована форма спектра для наиболее употребляемых в теории атомных столкновений моделей неадиабатического взаимодействия двух состояний.

Практическая ценность работы состоит в том, что полученные результаты можно использовать при интерпретации и обработке экспериментальных данных по электронным, оптическим и рентгеновским спектрам, возникающим в процессах атомных столкновений.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались на УГ и УП Всесоюзных конференциях по электронным и атомным столкновениям (Тбилиси, 1976 г. и Петрозаводск, 1978 г.), УИ Международной конференции по атомной физике (Рига, 1978 г.).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в четырех журнальных статьях, а также в тезисах трех всесоюзных и международных конференций.

Объем работы. Диссертация содержит 116 страниц машинописного текста, 12 рисунков и список литературы, включающий 98 наименований.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.
Во введении дано обоснование выбора темы диссертации, сформулированы решаемые в ней задачи и кратко изложены основные результаты работы.

В главе I рассматривается постановка задачи о нахождении спектров распада квазистационарных состояний.

В § I гл. I излагается постановка задачи о нахождении спектров распада одиночного квазистационарного терма, поскольку оказывается, что последующий анализ спектров в случае двух квазистационарных термов может быть наглядно интерпретирован на основе результатов для одиночного терма. Для гамильтонiana системы рассмотрены основные, обычно используемые приближения, которые позволяют решить бесконечную систему дифференциальных уравнений первого порядка для амплитуд состояний континуума и дискретного состояния. Важнейшие из предположений: движение ядер сталкивающихся атомных частиц описывается классически, дискретный терм лежит достаточно далеко от границы континуума, матричные элементы взаимодействия дискретного состояния с состояниями сплошного спектра слабо зависят от энергии последнего, пренебрежение матричными элементами оператора d/dt , т.е. рассматриваются достаточно медленные столкновения.

При этих предположениях для системы дифференциальных уравнений амплитуд состояний континуума и дискретного состояния решение может быть получено в замкнутом виде. Для амплитуды перехода в сплошной спектр $\beta(\omega)$ получается выражение [27]

$$\beta(\omega) = G \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\Gamma(t)}{2\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \exp \left[-i \int_{t_0}^t E(t') dt' + i\omega t \right] dt, \quad (1)$$

где $E(t) = E_0(t) - \frac{i}{2} \Gamma(t)$ имеет смысл комплексного адабатического квазистационарного терма с энергией $E_0(t)$ и шириной

$\Gamma(t)$, ω - энергия состояний сплошного спектра, G - множитель, выбор которого определяется начальными условиями [2].

При нахождении спектра распада одиночного квазистационарного состояния часто используют приближение [3], которое можно назвать квазистатическим, и которое возникает в результате вычисления интеграла в формуле (1) по методу стационарной фазы

$$\beta(\omega) = G \sum_n \frac{1}{2} \left[-\Gamma(t)/\frac{dE}{dt} \right]_{t=t_n}^{t_n(\omega)} \exp \left[-i \int_{t_n}^{\omega} E(t') dt' + i\omega t_n(\omega) \right], \quad (2)$$

где $t_n(\omega)$ есть точка стационарной фазы, т.е. корень уравнения $E(t_n) = \omega$. Это выражение не описывает спектр в окрестности таких значений ω , для которых $dE/dt|_{t_n} \rightarrow 0$ и в этом случае для правильного описания спектра следует пользоваться общей формулой (1). Одним из примеров такой ситуации является случай параболического терма $E_0(t) = -\alpha t^2 + \omega_0$ при $\omega \approx \omega_0$. Эта задача может служить в качестве эталонной для описания спектров в том случае, когда энергия квазистационарного терма имеет экстремум и подробно изучалась в работах [2, 4], в которых для амплитуды спектра были получены аналитические выражения через функцию Эйри.

В § 3 гл. I приведено обобщение результатов, относящихся к случаю одного квазистационарного терма, на случай нескольких дискретных состояний, лежащих на фоне континуума и взаимодействующих с ним и друг с другом [5, 6]. Главное отличие от задачи с одним квазистационарным термом состоит в том, что в случае нескольких взаимодействующих квазистационарных термов важным становится учет вырождения континуума. Согласно результатам работ [5, 6], в случае нескольких дискретных термов, лежащих на фоне континуума и взаимодействующих с ним, при предположениях, аналогичных случаю одного терма, задача нахождения спектров распада нескольких квазистационарных состояний сводится к решению системы связанных дифференциальных уравнений для амплитуд квазистационарных состояний

$$i \frac{d\alpha_i}{dt} = \sum_j (H_{eff})_{ji} \alpha_i, \quad (3)$$

$$(H_{eff})_{ji} = E_j \delta_{ji} + V_{ji} - \frac{i}{2} (\Gamma_j \Gamma_i)^{1/2} S_{ji}$$

где E_{0j} и Γ_j - энергии и ширины квазистационарных термов, S_{ji} - фактор, описывающий степень перекрытия собственных континуумов для двух данных дискретных состояний. Энергетический спектр $W(\omega)$ электронов или фотонов определяется после этого по формуле

$$W(\omega) = \sum_{j,i} S_{ji} \beta_j(\omega) \beta_i^*(\omega), \quad (4)$$

где $\beta_j(\omega) = -i \int_{t_0}^t \left[\frac{e}{2\pi} \right]^{\frac{1}{2}} a_j(t) \exp[i\omega t - i \int_{t'}^t \mathcal{E}(t') dt'] dt,$ (5)

$\mathcal{E}(t)$ - граница континуума. Приведенные формулы соответствуют случаю одного конечного состояния, который и рассматривается в дальнейшем. В работе приведены также аналогичные выражения для случая нескольких конечных состояний.

В главе II получено решение и обсуждаются приложения задачи, в которой заселение квазистационарного терма происходит внезапно в момент времени t_0 .

В § I гл. II обсуждается ряд задач, для решения которых могут быть применены полученные в данной главе результаты. Отмечается, что задача о внезапном заселении квазистационарного терма имеет непосредственное отношение к задаче вычисления спектров двух взаимодействующих квазистационарных термов в том случае, когда неадиабатическое взаимодействие достаточно локализовано во времени и изменение заселенностей в результате этого взаимодействия в первом приближении можно рассматривать как мгновенное. Примером такой ситуации является задача о ландau-зинеровском пересечении двух квазистационарных термов в пределе теории возмущений по взаимодействию. Обсуждается возможность применения модели внезапного заселения для интерпретации ряда особенностей в рентгеновских спектрах, наблюдавшихся экспериментально [7].

В § 2 гл. II вычислен спектр для задачи о внезапном заселении квазистационарного терма, для случая линейно меняющегося со временем терма $E_0 = \alpha t$ ($\alpha > 0$) с постоянной шириной Γ . Показано, что амплитуда распределения по энергиям в сплошном спектре $\beta(\omega)$ выражается через функцию ошибок от комплексного аргумента (или через родственную ей функцию $Erfc(z)$), которая табулирована в ряде работ. Пользуясь асимптотикой

- 7 -

$E_{\text{rfc}}(z)$ для амплитуды $\delta(\omega)$ вдали от точки ω_0 , соответствующей положению терма при $t = t_c$, получены простые асимптотические выражения. Анализ полученных выражений показал, что в зависимости от соотношения параметров $\Omega = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2}$ и $\varepsilon = 1/\sqrt{2\Omega}$ в энергетическом спектре можно выделить несколько характерных областей. При малых $\varepsilon \ll 1$ можно выделить четыре характерные области. В первой, $\Omega < -1$, спектр определяется крылом лоренцовского распределения с шириной Γ , центр которого находится при $\omega = \omega_0$. Поскольку полученное решение может интерпретироваться как внезапное включение распада при $t = t_c$, то с этой точки зрения лоренцовский контур в первой области возникает из-за неаналитического, внезапного изменения гамильтониана в этот момент времени. Во второй области, вблизи окрестности максимума спектра ($|\Omega| \leq 1$), асимптотические разложения неприменимы и следует пользоваться точной формулой. В третьей области $1 < \Omega < 1/\varepsilon$, кроме "ударного", в амплитуде имеется также другой член, равный по модулю $(\varepsilon^2/\pi)^{1/4} \exp(-2\varepsilon\Omega)$, который описывает заселение состояний континуума с энергией ω при распаде квазистационарного состояния в момент t "пересечения" энергий дискретного терма и определенного состояния в сплошном спектре $E_0(t) = \omega$. Оба механизма заселения состояний континуума когерентны и их интерференция приводит к осцилляциям в спектре, фаза которых растет квадратично с ω . Поскольку рассматриваемый член дает вклад в спектр, экспоненциально затухающий с ростом ω , то при больших ω им можно пренебречь, так что в четвертой области $\Omega \gg 1/\varepsilon$ спектр определяется далекой частью крыла лоренцовского распределения.

При большом затухании $\varepsilon \geq 1$ третья и четвертая области сливаются, и спектр определяется только эффектом внезапного включения, осцилляции отсутствуют. На рис. I представлен график спектра для различных значений параметров.

В § 3 гл. II вычисляется спектр для произвольной зависимости энергии терма от времени. Полученное в § 2 данной главы точное решение модельной задачи для линейно меняющегося со временем терма с постоянной шириной Γ можно рассматривать, по существу, как приближенную оценку амплитуды $\delta(\omega)$ по методу перевала в случае произвольных, медленно меняющихся потенциалов $E(t)$, с той лишь разницей, что необходимо учиты-

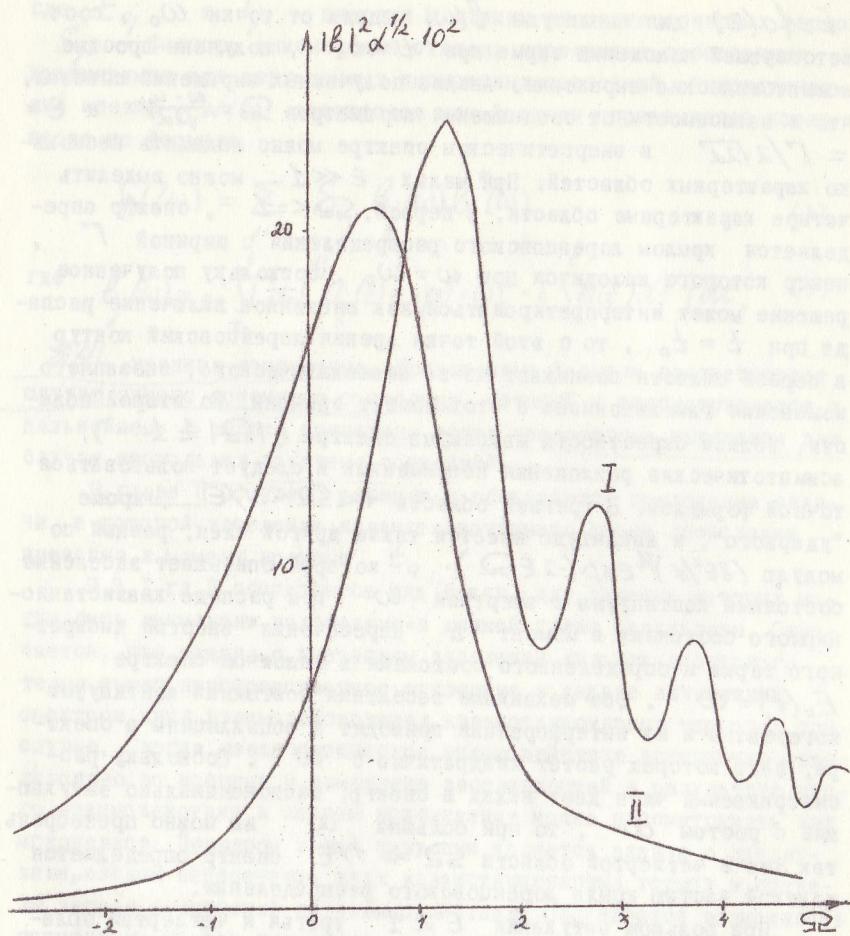


Рис. I. Форма спектра при внезапном заселении квазистационарного терма. I - при $\varepsilon = 0, T$; II - при $\varepsilon = I$. Осцилляции вызваны интерференцией лоренцевской и экспоненциальной частей спектра. На кривой II эти особенности не заметны из-за сильного затухания.

вать вклад в $\mathcal{B}(\omega)$ от точки t_0 . Для амплитуды $\mathcal{B}(\omega)$ получены приближенные выражения, исследование которых показало, что качественная зависимость спектра от параметров Ω и E , введенных для случая линейного терма, полностью сохраняется, если произвести обобщение определений этих параметров. При $\Gamma \rightarrow 0$ полученные результаты переходят в результаты, которые получены в работе [8].

В главе III приводятся результаты исследований особенностей в спектре, которые возникают при ландау-зинеровском пересечении двух квазистационарных термов.

Модель Ландау-Зинера [9], которая состоит в аппроксимации $E_{0,02} = \alpha_{1,2} t$, $V_{12} = \text{const}$ и допускает аналитическое исследование, является наиболее широко применяемой для описания процессов столкновений с пересечением квазимолекулярных термов. Обобщение этой модели на случай квазистационарных термов заключается в приближении $E_{0,02} = \pm \alpha_{1,2} t$ ($\alpha_{1,2} > 0$), $(\mathcal{H}_{\text{eff}})_{12} = \text{const}$, $\Gamma_{12} = \text{const}$. В этом приближении в § гл. III для амплитуд сплошного спектра $\mathcal{B}_{1,2}(\omega)$ получены точные аналитические выражения через функции параболического цилиндра.

В § гл. III исследуется форма энергетического спектра $W(\omega)$ при различных соотношениях между параметрами задачи. Это исследование основано на изучении асимптотических выражений для

$W(\omega)$, которые могут быть получены из точных аналитических выражений. Показано, что характерной особенностью спектра для ландау-зинеровского пересечения квазистационарных термов является существование осцилляций, которые возникают в результате интерференции электронов (или фотонов) одинаковой энергии, но испущенных в разные моменты времени. Для ряда случаев соответствующие члены в асимптотических выражениях для $W(\omega)$ могут интерпретироваться как амплитуды спектров, образующихся в результате распадов одиночных навзаимодействующих линейных термов, относительные заселенности которых пропорциональны вероятности неадиабатического перехода. В других случаях (например, при пересечении стабильного терма с нулевой шириной с квазистационарным) появление осцилляций объясняется неадиабатической связью состояний, приводящей к более сложному закону распада, чем для одиночного терма. На рис. 2 приведен график д. 1 спектра

$W(\omega)$, рассчитанный по полученным в § 2 гл. III формулам для этого частного случая.

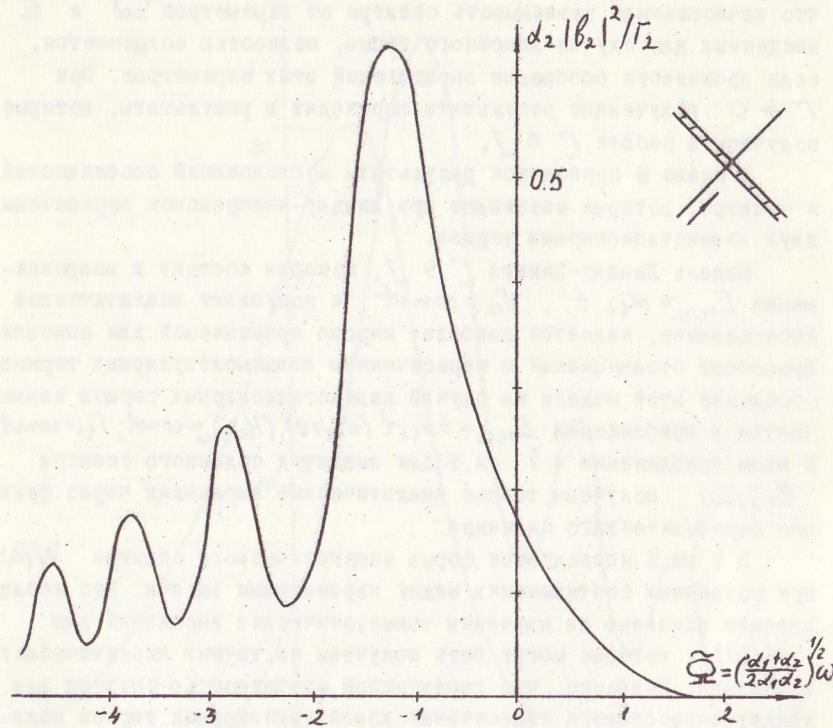


Рис. 2. Форма спектра при ландау-зинеровском пересечении первоначально заселенного стабильного терма ($\Gamma_1 = 0$) с квазистационарным ($\Gamma_2 \neq 0$) при $d_1 = d_2$, $\tilde{\epsilon} = \frac{1}{2}(d_1\Gamma_2 + d_2\Gamma_1)/(2d_1d_2(d_1+d_2))^{1/2} = 0.1$ и вероятности перехода равной $1/2$. Осцилляции при $\tilde{\Omega} < 0$ связаны с взаимодействием двух состояний.

$\tilde{\Omega} \sim \frac{\omega}{\sqrt{D}}$, с потенциалом ω^2 считают резонансные (совм. с ~~этих~~ конф. распределением об. при $\sim \sqrt{D}$)

В § 3 гл. III исследуется форма спектра для двух важных частных случаев, первый из которых соответствует теории возмущений по взаимодействию, а второй — почти адиабатическому движению по термам.

В пределе теории возмущений по взаимодействию получены приближенные выражения для амплитуд сплошного спектра $\mathcal{B}_{1,2}(\omega)$, удобные для численных расчетов и справедливые для всех значений энергии ω . Показано, что в этом предельном случае существует простая связь между задачей о внезапном заселении одиночного линейного терма и задачей о ландау-зинеровском пересечении двух квазистационарных термов. В частном случае пересечения первоначально заселенного стабильного терма с квазистационарным, оказывается, что выражение для спектра с точностью до постоянного множителя совпадает со спектром при внезапном заселении линейного терма. Такая связь между двумя задачами объясняется тем, что в пределе теории возмущений заселение квазистационарного терма при его пересечении со стабильным происходит за достаточно ограниченный интервал времени $\Delta t \sim \sim N_{12}^2 / \Delta F v$ (ΔF , v — разность сил и скорость в точке пересечения соответственно), и в первом приближении может интерпретироваться как внезапное изменение заселенности квазистационарного терма в момент пересечения.

Во втором предельном случае, который соответствует почти адиабатическому движению по термам, методом эпандонного уравнения для амплитуд сплошного спектра $\mathcal{B}_{1,2}(\omega)$ получены приближенные выражения через функцию Эйри. Эти результаты сравниваются с выражением для спектра параболического терма с постоянной шириной Γ [— 4]. Показано, что в этом пределе существует связь между задачей о ландау-зинеровском пересечении квазистационарных термов и задачей о параболическом терме с постоянной шириной. Такая связь объясняется тем, что в пределе почти адиабатического движения по термам влиянием переходов на верхний терм можно пренебречь, а сам нижний адиабатический терм вблизи экстремума аппроксимировать параболой. Некоторое отличие рассматриваемой задачи заключается в том, что ширина нижнего адиабатического терма в общем случае не является постоянной. В частном случае, когда $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$, $d_1 = d_2$, оказалось, что полученные выражения с точностью до постоянного множителя совпадают с результатами работ [— 2, 4].

В § 4 гл. III приводятся соотношения для амплитуд $\mathcal{B}_{1,2}(\omega)$, полученных для двух типов начальных условий, когда первоначально заселен нижний адиабатический терм и когда первоначально заселен верхний адиабатический терм, а также рассмотрены те отличия, которые возникают в задаче, если наклоны термов в точке пересечения имеют одинаковые знаки. В заключении обсуждается вопрос о влиянии усреднения по параметрам удара и скоростям сталкивающихся атомов на полученные результаты.

В четвертой главе исследуется случай взаимодействия двух состояний, когда на больших межъядерных расстояниях термы параллельны, а область сильного неадиабатического взаимодействия лежит при меньших R . Неадиабатические переходы в этом случае описываются моделью Демкова [10], или более общей моделью Никитина [11].

В § 2 гл. IV вычисляются спектры для модели Демкова с постоянными ширинами $\Gamma_{1,2}$. Показано, что для данной модели амплитуды состояний сплошного спектра $\mathcal{B}_{1,2}(\omega)$ могут быть вычислены точно. Полученные здесь результаты применяются для анализа формы спектра в зависимости от соотношения между параметрами задачи. Приведены приближенные формулы, описывающие различные участки спектра. Показано, что в ряде случаев в спектре помимо атомных линий (которые соответствуют распаду при больших межъядерных расстояниях R) может возникать дополнительная особенность (сателлит). Приведены графики спектров, рассчитанные по полученным формулам.

В § 3 гл. IV вычисляются спектры для модели Никитина, которая состоит в следующей аппроксимации матричных элементов в формуле (3):

$$H_{11,22} = E_{1,2} \pm \frac{1}{2} \Delta \varepsilon \cos \theta e^{-at},$$

$$H_{12} = -\frac{1}{2} \Delta \varepsilon \sin \theta e^{-at},$$

$$E_{1,2} = E_{1,2} - \frac{i}{2} \Gamma_{1,2} = E_0 \pm \frac{1}{2} \Delta \varepsilon - \frac{i}{2} \Gamma_{1,2}, \quad 0 \leq \theta \leq \pi.$$

При $\theta = \frac{\pi}{2}$ задача переходит в модель Демкова. Амплитуды перехода в сплошной спектр в модели Никитина вычисляются в аналитическом виде и выражаются через гипергеометрические и гамма-функции. Исследован переход полученных формул в различные предельные случаи, которые включает в себя модель Никитина (мо-

дель Демкова, случай невзаимодействующих термов, модель Ландау-Зинера). В § 3 получены приближенные формулы, описывающие различные участки спектра и исследовано влияние различных параметров задачи на форму спектра. Показано, что для ряда случаев в спектре для модели Никитина возникает особенность в форме сателлита. Форму и зависимость этой особенности от параметров задачи иллюстрирует рис. 3 (для случая, когда первоначально заселяется верхнее квазимолекулярное состояние). Отмечается, что с возрастанием параметра неадиабатичности $\frac{E}{\hbar} = \frac{\hbar \Delta E}{\hbar \omega}$ интенсивность лоренцовской части в спектре уменьшается как вероятность перехода, тогда как квазимолекулярная подложка существенно не изменяется.

В § 4 гл. IV обсуждаются границы области применимости рассмотренных моделей. Отмечается, что границы моделей шире, чем формальные условия их применимости, поскольку они позволяют исследовать различные асимптотические области в спектрах (атомные линии и их уширение, сателлиты, далекие крылья линий) и понять, каким образом в общем случае формируются спектры при распаде квазистационарных состояний.

В главе У в рамках модели Ландау-Зинера рассмотрены особенности в спектрах, связанные с неадиабатическим взаимодействием двух состояний, которые могут наблюдаться при экспериментальном изучении спектральных линий (СЛ) оптического диапазона. Такие эксперименты, как правило, проводятся в условиях, которые позволяют регистрировать спектр, уже усредненный по параметрам удара и скоростям сталкивающихся атомов. Кроме того, характерные времена жизни оптических состояний $\sim 1/\Gamma$ обычно много больше характерного времени столкновения атомов, что позволяет пренебречь уменьшением заселенности излучающего состояния при однократном столкновении. Отмечается, что в настоящее время достаточно полно изучен лишь случай одного квазимолекулярного терма, развитие во времени которого происходит полностью адабатически.

В § 2 гл. У показано, что в рамках статистической теории уширения СЛ двойное усреднение спектра для модели Ландау-Зинера по параметрам удара и скоростям сталкивающихся атомов может быть сведено к однократному интегрированию. При этом предполагается, что движение сталкивающихся атомов можно описывать классически, а их распределение по скоростям максвелловское.

В § 3 гл. У вычисляется профиль сателлита в крыле СЛ, кото-

$$4\alpha^2 B_2 I^2 / \pi \Gamma_2$$

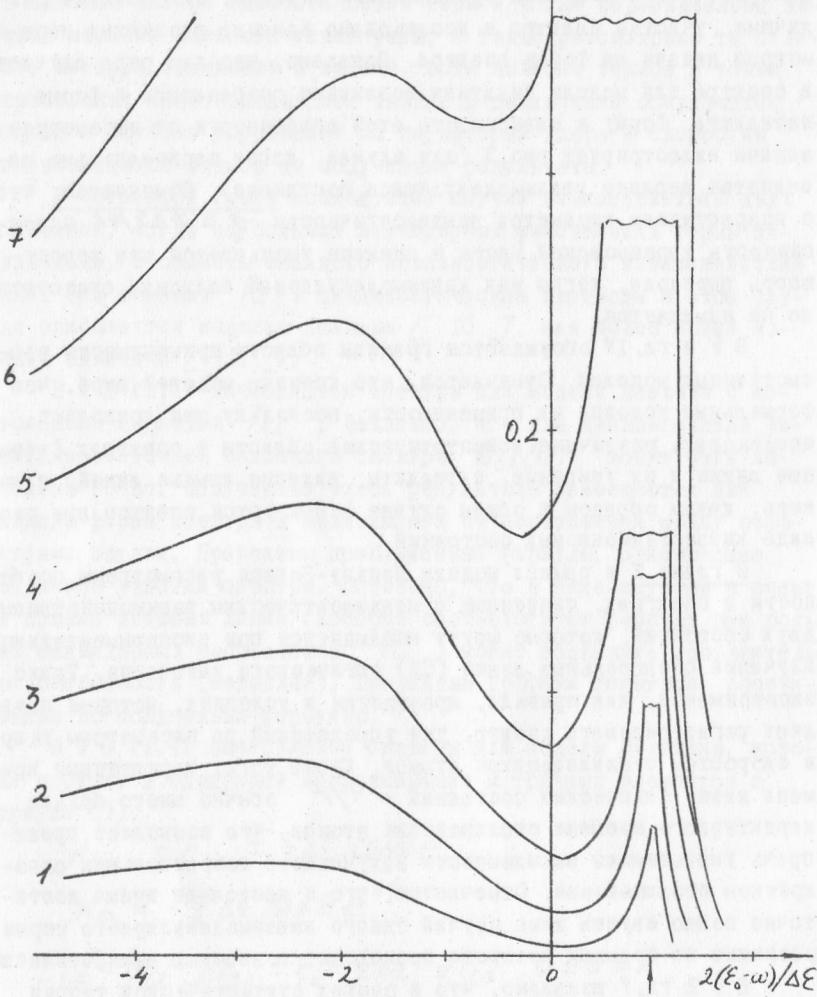


Рис. 3. Зависимость квазимолекулярной подложки $|B_2(\omega)|^2$
в модели Никитина при различных значениях $\cos \theta$
и $\xi = \pi \Delta E / 4\alpha = 1$. Кривая 1 - $\cos \theta = 3/4$;
2 - $\cos \theta = 1/2$; 3 - $\cos \theta = 1/4$; 4 - $\cos \theta = 0$;
5 - $\cos \theta = -1/4$; 6 - $\cos \theta = -1/2$; 7 - $\cos \theta = -3/4$.

рый возникает в результате ландау-зинеровского пересечения термов оптических состояний в предельном случае почти адиабатического движения по термам. Для профиля крыла спектральной линии

$I(\omega)$ в этом пределе получены аналитические выражения, удобные для численных расчетов. Отмечается, что профиль сателлита, рассчитанный по полученным здесь формулам, хорошо совпадает с профилем сателлита, рассчитанным по результатам работы Л12, если адиабатический терм аппроксимировать вблизи экстремума параболой. Преимущество полученных в § 3 выражений заключается в том, что они непосредственно связывают профиль сателлита СЛ, возникающего в результате ландау-зинеровского пересечения термов, с величиной параметра $\xi^* = H_2^2 / (\Delta F \sqrt{2kT/m})$ (T - температура, m - приведенная масса атомов, K - постоянная Больцмана), который в свою очередь определяет величину константы скорости данного неадиабатического процесса (при отсутствии других пересечений). Это обстоятельство дает принципиальную возможность оценивать значение константы скорости таких процессов из обработки экспериментальных данных по профилю крыла СЛ.

В § 4 гл. У полученные выражения применяются для описания сателлитов в крыльях СЛ системы щелочь(рез.) + щелочь(осн.), характер поведения термов которой изучался в работе Л13. Как следует из результатов этой работы, ряд квазимолекулярных термов такой системы имеет экстремумы при больших межъядерных расстояниях (область диполь-дипольного взаимодействия). В ряде экспериментальных работ Л14, 15, в профиле СЛ C_s и Rb действительно наблюдались сателлиты, связанные с этими экстремумами. В настоящей работе показано, что профиль сателлита СЛ может быть рассчитан по полученным в § 3 гл. У формулам, если для описания неадиабатических переходов в этой области воспользоваться моделью Ландау-Зинера. На рис. 4 приведены результаты такого расчета профиля сателлита в красном крыле резонансной линии излучения C_s (${}^2P_{3/2} - {}^2S_{1/2}$).

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в работе.

Основной материал диссертации опубликован в следующих статьях и тезисах докладов:

1. А. З. Девдариани, В. Н. Островский, Ю. Н. Себякин. Тезисы докладов УГ ВКЭАС, 242, Тбилиси, 1975.
2. А. З. Девдариани, В. Н. Островский, Ю. Н. Себякин. Письма в ИТФ,

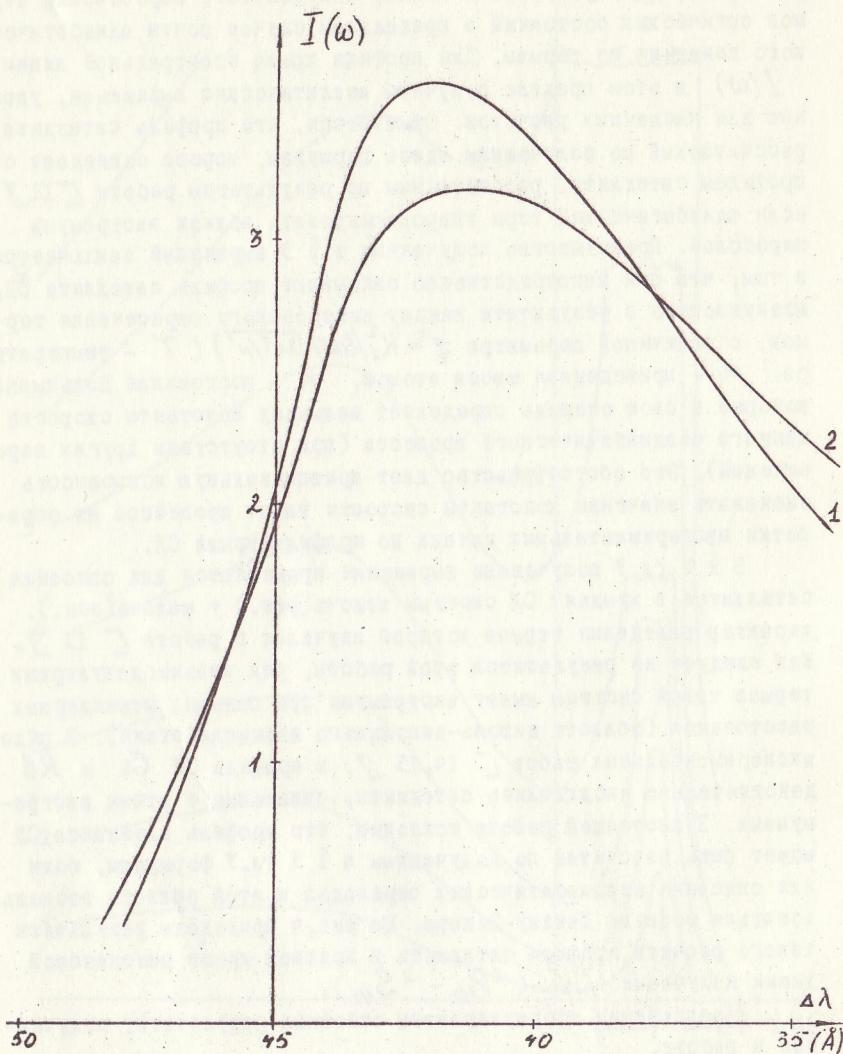


Рис. 4. Профиль сателлита в красном крыле резонансной линии Cs ($^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$). Кривая 1 - $T = 500^\circ\text{K}$; 2 - $T = 1000^\circ\text{K}$. Величина $\Delta\lambda$ отсчитана от центра линий.

3. № 17, 873, 1977.
3. А.З.Девдариани, В.Н.Островский, Ю.Н.Себякин. Тезисы докладов УП ВКЭАС, ч.2, 18, Петрозаводск, 1978.
4. A.Z.Devdariani, V.N.Ostrovski, Yu.N.Sebjakin, 6-th International conference on atomic physics (Riga, 1978). Abstracts (postdeadline papers), p.33.
5. А.З.Девдариани, В.Н.Островский, И.К.Рыжикова, Ю.Н.Себякин. Вестник ЛГУ, № 22, 36, 1978.
6. А.З.Девдариани, В.Н.Островский, Ю.Н.Себякин. ЖЭТФ, 76, 529, 1979.
7. А.З.Девдариани, Ю.Н.Себякин. Опт. и Спектр., 48, 1018, 1980.

Литература

1. Gerber G., Niehaus A. J. Phys. B9, I23, 1976.
2. Девдариани А.З., Островский В.Н., Себякин Ю.Н. ЖЭТФ, 73, 412, 1977.
3. Herman P.S., Sando Y.M. J.Chem. Phys., 68, II53, 1978.
4. Островский В.Н. Вестник ЛГУ, № 16, 21, 1972.
5. Лисица В.С., Яковленко С.И. ЖЭТФ, 66, I98I, 1974.
6. Девдариани А.З., Островский В.Н., Себякин Ю.Н. ЖЭТФ, 76, 529, 1979.
7. Wölfl W., Stoller Ch., Bonani G., Stöckli M., Suter M., Däppen W. Phys. Rev. Lett., 36, 309, 1976.
8. Baylis W.E. Phys. Rev., A15, I330, 1977.
9. Landau L. Phys. Z. Sowjetunion, BdI, 88, 1932.
10. Демиков Ю.Н. ЖЭТФ, 45, I95, 1963.
11. Никитин Е.Е. Опт. и спектр., 13, 76I, 1962.
12. Szudi J., Baylis W.E. J. Quant. Spectr. and Radiat. Transf. 15, 64I, 1975.
13. Dashhevskaya E.I., Veromin A.I., Nikitin E.E. Can. J. Phys. 47, I237, 1969.
14. Niemax K., Pichler G. J. Phys. B8, I79, 1975.
15. Klucarev A.N., Lazarenko A.V., Pichler G., Movre M. Phys. Lett., A6I, 104, 1977.

Подписано к печати 10.10.80. М И093

Зак. 257, тир. И10, объем I п.л.

Бесплатно. ФОЛ ЛГУ.

199164 Ленинград, наб.Макарова,д.6.