

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.184.5

## НЕРЕЗОНАНСНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ АТОМНОГО СПЕКТРА В СИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

*Н. Б. Делоне, Б. А. Зон, В. П. Крайнов, В. А. Ходовой*

### СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	3
II. Методы экспериментального исследования	6
1. Общая характеристика условий проведения эксперимента (6).	
2. Метод поглощения вспомогательного света (8). 3. Метод двойного радиооптического резонанса (10). 4. Метод двухфотонной спектроскопии (11).	
5. Наблюдение релаксации возбужденного состояния (12). 6. Поляризационные методы (13). а) Исследование малых расщеплений атомных уровней (14). б) Исследование больших расщеплений атомных уровней (14).	
7. Метод резонансной многофотонной ионизации атома (15).	
III. Возмущение изолированных атомных состояний в линейно и циркулярно поляризованном поле	17
8. Теория возмущений (17). 9. Расчеты динамической поляризуемости. (22). 10. Роль немонахроматичности возмущающего поля (24). 11. Результаты экспериментов и их сопоставление с теоретическими расчетами (28). а) Исследование возмущения основных состояний (29). б) Исследование возмущения нижних возбужденных уровней (31). в) Исследование возмущения верхних возбужденных уровней (33). г) Выводы (35).	
IV. Эллиптически поляризованное поле	36
12. Несохранение проекции орбитального момента. Теорема Крамерса для переменного поля (36). 13. Квазистационарные состояния (37). 14. Результаты расчетов и экспериментов (39).	
V. Возмущение спектра водородоподобного атома	41
15. Характер возмущения спектра в зависимости от частоты и напряженности переменного поля (41). 16. Свойства квазистационарных состояний (43). 17. Численные и экспериментальные результаты (44).	
VI. Сильное нерезонансное возмущение атомного спектра	45
18. Границы применимости теории возмущений и гиперполяризуемость (45). 19. Теоретические методы, выходящие за рамки теории возмущений (47).	
VII. Заключение	50
Цитированная литература	52

### I. ВВЕДЕНИЕ

Различные явления, возникающие при взаимодействии света с атомом, широко обсуждаются физиками в течение нашего века. До последнего времени основное внимание привлекали такие процессы, в которых взаимодействие света и атома сводилось к поглощению, рассеянию и излучению отдельных фотонов. Это отражало специфику некогерентных источников света, спектральная яркость которых ограничена самим принципом их

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1976 г.

действия. Если речь шла о внешнем поле, то это было либо постоянное электрическое, либо постоянное магнитное поле. При их воздействии на атом происходят сдвиги и расщепления атомных уровней из-за снятия вырождения. Кроме того, постоянное электрическое поле вызывает экспоненциально малую подбарьерную ионизацию атома (туннельный эффект).

Создание когерентных источников света — лазеров — позволило исследовать новый класс явлений, происходящих при взаимодействии с атомом светового поля. Современные лазеры позволяют получать на отдельных длинах волн поля напряженностью до  $10^2 \mathcal{E}_{\text{ат}}$  (где  $\mathcal{E}_{\text{ат}}$  — атомная напряженность поля  $\sim 10^9 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$ ). Естественно, что все явления, которые мы будем рассматривать, будут происходить в условиях, когда напряженность внешнего поля  $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{\text{ат}}$ , так как при  $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_{\text{ат}}$  за атомное время ( $\sim 10^{-17} \text{ сек}$ ) атом перестает существовать как связанная система.

В случае переменного электромагнитного поля характер взаимодействия становится значительно более сложным, так как поле характеризуется большим числом параметров. Этими параметрами, кроме напряженности поля, являются также частота, поляризация, монохроматичность, длительность воздействия на атом. Если обратиться к атому, то при не слишком большой напряженности поля нужно учитывать спонтанные эффекты, однако по мере увеличения напряженности поля возникает необходимость учета вынужденных эффектов, происходящих под действием поля. (Конечно, в отдельных задачах существенна лишь часть перечисленных параметров.)

Если обратиться к характеру взаимодействия светового поля с атомом, то можно выделить различные случаи. Одним из критериев, по которому можно подразделить возникающие задачи, является резонансный или не резонансный характер возмущающего поля. Под *резонансным полем* мы понимаем случай, когда энергия исходного атомного состояния плюс энергия одного или нескольких квантов электромагнитного поля оказывается близкой к энергии другого дискретного атомного состояния. При действии резонансного поля на атом наблюдается резонансное поведение различных параметров, характеризующих взаимодействие.

Резонансное поле не обязательно приводит к перемешиванию резонирующих состояний, в результате которого возмущенное состояние состоит из сравнимых долей невозмущенных резонирующих состояний. Для того чтобы происходило перемешивание, необходимо выполнение дополнительных условий. Во-первых, время действия поля должно быть достаточно велико. Во-вторых, необходима возможность осуществить достаточно точный резонанс.

Будем называть *резонансным возмущением* атома случай, когда происходит перемешивание резонирующих состояний, и *нерезонансным возмущением*, когда такового не происходит вне зависимости от того, каким является поле — резонансным или не резонансным.

Проще всего проиллюстрировать эти определения на хорошо известном примере двухуровневой системы в резонансном поле<sup>1</sup>. Для возникновения перемешивания условие на время действия поля  $\tau$  имеет вид  $V_{0r}^{(1)} \tau \gg 1$ , где  $V_{0r}^{(1)}$  есть матричный элемент взаимодействия  $d\mathcal{E}$  системы с полем (предполагаемого дипольным);  $d$  — оператор дипольного момента,  $\mathcal{E}$  — амплитуда напряженности поля. Если резонанс возникает в результате поглощения нескольких квантов, то матричный элемент  $V_{0r}^{(1)}$  нужно заменить на многофотонный матричный элемент  $V_{0r}^{(k)}$  (см. его вид в 2, 3). Заметим, что  $V_{0r}^{(k)}(\mathcal{E}) \sim \mathcal{E}^k$ . Обозначая исходное состояние атома индекс

сом 0, а резонирующее — индексом  $r$ , получаем следующее условие на время действия поля при многофотонном резонансе

$$\bar{V}_{0r}^{(k)} \tau \gg 1. \quad (1)$$

Кроме того, для возникновения перемешивания необходимо (опять-таки исходя из аналогии с двухуровневой системой), чтобы была достаточно мала расстройка резонанса  $\Delta(\mathcal{E})$  и чтобы уширение, создаваемое полем, было больше, чем спонтанные и ионизационные ширины:

$$V_{0r}^{(k)}(\mathcal{E}) \gg \Delta(\mathcal{E}), \gamma_{0r}, \Gamma_r(\mathcal{E}); \quad (2)$$

здесь  $\Delta(\mathcal{E}) = E_r - E_0 - k\hbar\omega + \delta E_{0r}(\mathcal{E})$  — расстройка резонанса, причем  $\delta E_{0r}(\mathcal{E})$  — изменение энергии перехода  $E_r - E_0$  под действием внешнего поля,  $\gamma_{0r}$  — разность спонтанных ширин резонансного и начального состояний (причина возникновения именно разности ширин поясняется, например, в работе <sup>4</sup>),  $\Gamma_r$  — ионизационная ширина уровня  $r$ .

Итак, при выполнении обоих неравенств, (1) и (2), происходит *резонансное возмущение* атома.

Предметом данного обзора является исследование *нерезонансного возмущения* атома светом, т. е. возмущения, когда поле не является резонансным или когда хотя бы одно из условий (1), (2) не выполняется в резонансном поле.

При анализе характера нерезонансного взаимодействия света с атомом представляет интерес выделение данных о сдвигах и уширении атомных уровней в переменном электромагнитном поле произвольной напряженности, о возникновении новых состояний и новых квантовых чисел, об энергии и заселенности квазиуровней и т. д. Заметим, что для переменного поля ситуация значительно богаче, чем для постоянного поля. Так, сдвиги уровней являются резкими функциями частоты света, могут обращаться в нуль и изменять знак. Уширение уровней может достигать большой величины из-за большой вероятности ионизации, в том числе и многофотонной. Характер процесса ионизации атома может быть различным: 1) электрон проходит через потенциальный барьер, созданный полем <sup>5</sup>; 2) электрон поглощает несколько квантов света и затем проходит через меньший барьер; 3) электрон поглощает столько квантов, сколько необходимо, чтобы попасть в непрерывный спектр, и затем проходит над барьером. Переход от первого процесса к третьему — это переход от туннельной к многоквантовой ионизации. Для слабых полей ( $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{\text{ат}}$ ) в первом случае вероятность ионизации оказывается пропорциональной  $\exp(-C_1/\mathcal{E})$ , а в третьем случае  $C_2 \mathcal{E}^{2k}$  <sup>6</sup>. Задачей теории и эксперимента является нахождение коэффициентов  $C_1$ ,  $C_2$  в этих зависимостях как функций частоты, поляризации света и спектра атома, а также исследование проблемы при более сильных полях. Меньшие поля требуются, чтобы выйти за рамки теории возмущений для атомных мультиплетов. Очевидно, это объясняется малостью энергетических интервалов тонкой структуры мультиплета. Отсутствие необходимости учитывать непрерывный спектр заметно облегчает подход к решению этой проблемы. Предельный случай равенства нулю энергетических интервалов между несколькими уровнями реализуется в атоме водорода вследствие вырождения по орбитальному моменту. При включении поля орбитальный момент перестает быть хорошим квантовым числом, что приводит к ряду интересных следствий. Вырождение по магнитному квантовому числу представляет интерес в случае эллиптичности поляризованного поля.

В обзоре рассмотрены лишь те основные явления, которые возникают при взаимодействии *изолированного* атома со световым полем.

## II. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

### 1. Общая характеристика условий проведения эксперимента

Как следует из введения, предметом исследования являются изменения спектра связанных состояний электрона в атоме, возникающие под действием интенсивного света. Хорошо известно, что связанные электронные состояния в невозмущенном атомном спектре характеризуются энергией связи, спонтанной шириной и набором квантовых чисел (см., например, <sup>7</sup>). Включение внешнего поля изменяет сферическую симметрию атома так, что в отдельных случаях ряд квантовых чисел перестает быть хорошим. Кроме того, под действием поля может изменяться энергия связи, форма атомного уровня, в том числе и его полуширина. В следующих разделах изложены конкретные методы исследования. При этом следует отметить, что все возникающие задачи можно разделить на две группы, включающие исследования основных и возбужденных электронных состояний. Последние, в отличие от первых, имеют конечную ширину, обусловленную спонтанной релаксацией в основное состояние. Поэтому напряженность светового поля, приводящая к наблюдаемому возмущению возбужденных состояний, должна быть достаточно велика, так, чтобы величина возмущения была по крайней мере сравнима со спонтанной шириной. Измеряемыми величинами в типичных экспериментах являются энергии и вероятности переходов между различными состояниями. Специфичным для подобных измерений является широкий диапазон, в котором лежат измеряемые величины, а также необходимость большой относительной точности измерений.

Все задачи, возникающие при исследовании возмущения атомного спектра, предъявляют взаимно противоречивые требования к атомарной мишени. Так, имеется ряд принципиальных ограничений на максимальное и минимальное допустимое число атомов или их плотность в мишени. Во-первых, атомы должны быть в достаточной степени изолированы, чтобы за время действия возмущающего поля не возникало соударений между ними или соударений со свободными электронами. Только при выполнении таких условий наблюдаемое на опыте возмущение атомного спектра обусловлено лишь действием светового поля. Ограничение на полное число атомов в мишени возникает и в связи с необходимостью постановки экспериментов в условиях, когда можно пренебречь поглощением возмущающего света. Необходимо также иметь в виду эффекты самовоздействия, возникающие при прохождении интенсивного света через атомарную среду; их роль особенно велика при наличии резонанса между частотой света и частотой атомных переходов. Наконец, отметим преимущества мишени в виде пучка атомов, по сравнению с теми же атомами в виде газа (пара). При направлении распространения света, перпендикулярном направлению оси пучка, отсутствует линейный эффект Доплера. Между тем в газе при комнатной температуре доплеровское уширение имеет величину до  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , что на несколько порядков величины превышает ширину спектра генерации одночастотного лазера и существенно ухудшает таким образом разрешение по частоте. Однако надо иметь в виду, что предельная плотность атомов в пучках имеет величину  $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при поперечном размере пучка порядка  $1 \text{ мм}$ , что соответствует полному числу облучаемых атомов порядка  $10^{10}$ . Эти величины гораздо меньше, чем аналогичные величины в случае использования разреженного газа (пара) — плотность до  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , размер порядка  $1 \text{ см}$  и, следовательно, полное число атомов порядка  $10^{16}$ . (Заметим, что при-

веденные цифры носят ориентировочный характер и существенно зависят от конкретной постановки эксперимента.) Снизу число атомов в мишени ограничено чувствительностью измерительной аппаратуры. Все опыты сводятся к регистрации света, переизлученного или рассеянного атомом, или электронов (ионов), образовавшихся при ионизации атома. Современные электронные умножители позволяют регистрировать каждый ион, т. е. регистрировать результат взаимодействия света с каждым атомом; реальный порог чувствительности превышает этот идеальный всего в несколько раз. Гораздо хуже чувствительность детекторов, регистрирующих свет. Дробовые шумы и квантовый выход фотокатодов определяют порог при регистрации света; так, при квантовом выходе  $\sim 1\%$  и соотношении сигнал — шум  $\sim 10$  надо регистрировать  $10^3$  фотонов. Чувствительность фотоматериалов исключительно низка даже по сравнению с этой цифрой. Так в видимой области спектра фотопленка требует освещенности порядка  $10^{12}$  фотонов/см<sup>2</sup>. Указанные цифры определяют нижнюю границу на необходимое число атомов в мишени.

Обратимся теперь к источникам света. Очевидно, что основными требованиями к свету, используемому в опытах по исследованию возмущения атомного спектра, является его монохроматичность и высокая интенсивность. Хорошо известно, что при использовании некогерентных источников света эти требования взаимно противоречивы. Наибольшую спектральную яркость дают лампы, в которых осуществляется высокочастотный разряд в атомарных парах — при ширине линии  $\sim 0,1$  см<sup>-1</sup> достигается спектральная яркость до  $10^{-1}$  вт·см<sup>-3</sup>, что соответствует напряженности поля порядка  $1$  в·см<sup>-1</sup> \*). Световое поле от таких источников не является монохроматической волной с постоянной амплитудой, а представляет собой шумовое излучение, амплитуда которого флуктуирует во времени с частотой, определяемой шириной спектра (т. е. в приведенном выше конкретном случае с частотой порядка  $10^9$  сек<sup>-1</sup>). Так как время наблюдения при использовании ламп на много порядков больше (оно составляет обычно секунды), то наблюдается усредненное возмущение атомного спектра. Наконец, надо напомнить, что при использовании некогерентных источников света нет возможности увеличить яркость путем фокусировки света <sup>8</sup>.

Поэтому во всех случаях, когда необходимо использовать те большие интенсивности света, о которых шла речь во введении, источником света может быть только лазер. Предельные значения параметров, характеризующих лазеры различной конструкции, исключительно далеки от значений параметров для ламп. Современные импульсные лазеры позволяют получать напряженность поля на два порядка величины превышающую атомную напряженность (т. е. до  $10^{11}$  в·см<sup>-1</sup>), осуществлять генерацию практически во всем видимом диапазоне, плавно изменять частоту генерации в пределах сотен см<sup>-1</sup> и получать свет в пределах ширины линии генерации до  $10^{-4}$  см<sup>-1</sup>. Лазеры могут работать в различных режимах, от режима непрерывной генерации до импульсного с длительностью импульса порядка  $10^{-11}$  сек. Наконец интенсивность лазерного излучения можно резко увеличивать путем фокусировки, а размеры области фокусировки могут достигать величины порядка длины волны света <sup>9</sup>. К сожалению, указанные выше предельные цифры относятся к лазерам различных конструкций, работающих в различных режимах так, что достижение экстремального значения одного параметра требует сильного отклонения

\*) Конечно, существует много типов ламп, излучающих свет со значительно большей интегральной яркостью. Однако ширина излучаемого спектра в таких лампах очень велика, так что спектральная яркость меньше указанной.

от оптимума для других параметров. Однако для экспериментов по исследованию возмущения атомного спектра очень важно, что напряженности поля до  $10^5 \text{ в.см}^{-1}$  сейчас можно получить практически на любой частоте в диапазоне длин волн от 0,3 до 1,0  $\mu\text{м}$ , при длительности импульса порядка  $10^{-8} \text{ сек}$  и ширине спектра порядка  $10 \text{ см}^{-1}$ . Для получения указанной выше напряженности поля лазерное излучение (расходимость порядка  $10^{-3} \text{ рад}$ ) фокусируется в кружок диаметром  $10^{-2}—10^{-3} \text{ см}$ . Все подобные лазеры имеют в качестве рабочего вещества сложные органические молекулы (красители), оптическая накачка которых осуществляется излучением твердотельных лазеров, иногда трансформированным в другую область частот методами нелинейной оптики. Искключительные свойства лазерного излучения по сравнению с излучением некогерентных (тепловых) источников света очевидны. Однако излучение импульсных лазеров страдает тремя существенными недостатками, сильно затрудняющими интерпретацию опытов, в которых оно используется. Первый недостаток заключается в том, что, как правило, излучение таких лазеров состоит из многих мод, имеющих различные продольные индексы и случайно распределенные фазы \*). Статистические свойства такого излучения близки к свойствам узкополосных тепловых источников <sup>10</sup>. Осуществление одночастотного режима генерации (режима генерации одной моды, имеющей фиксированные продольный и поперечные индексы) возможно лишь

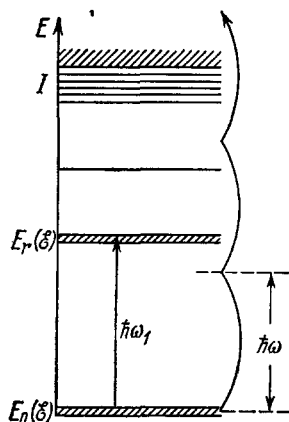


Рис. 1. Схема метода поглощения вспомогательного света.

$\omega$  — частота,  $\mathcal{E}$  — напряженность возмущающего поля,  $E_0(\xi)$ ,  $E_r(\xi)$  — энергия основного (0) и возбужденного (r) состояний атома в поле напряженностью  $\mathcal{E}$ ,  $I$  — энергия ионизации атома в поле.

поглощения. В первом — используется монохроматический вспомогательный свет, имеющий частоту  $\omega_1$ , которая плавно изменяется, и наблюдается зависимость интенсивности света, прошедшего через атомарную мишень, от частоты  $\omega_1$ . Во втором, наиболее распространенном, вспомогательный свет имеет широкий спектр и наблюдаются изменения его спектра после прохождения через исследуемый атомный газ. Для обнаружения поглощения вспомогательного света необходима определенная

для отдельных лазеров, работающих на определенных длинах волн. Второй недостаток заключается в неоднородности распределения излучения во времени, а третий — в пространственной неоднородности излучения. Возможен учет неоднородности этих распределений, однако сама экспериментальная процедура является сложной и трудоемкой.

## 2. Метод поглощения вспомогательного света

Предполагается, что атом находится в основном состоянии и на него воздействует возмущающее поле частоты  $\omega$ , причем частота  $\omega$  и ее кратные гармоники не находятся в резонансе ни с одной из частот атомных переходов между дискретными уровнями. Для наблюдения возмущения атомного спектра атом облучается светом частоты  $\omega_1$  от вспомогательного источника и исследуется спектр поглощения вспомогательного света (рис. 1). Возмущение атомного спектра в поле вспомогательного света должно быть слабым. Критерием слабости является отсутствие сдвигов и уширений линий при отсутствии возмущающего поля. Когда ширина линии поглощения определяется эффектом Доплера для оптических переходов с силой осциллятора порядка единицы этот критерий выполняется при напряженности поля монохроматического вспомогательного излучения меньше  $30 \text{ в.см}^{-1}$ . Возможны два варианта наблюдения спектра

\*) Такой режим называется одномодовым (один тип колебания по поперечным индексам) и многочастотным (много типов колебаний с различными продольными индексами).

оптическая плотность (произведение коэффициента поглощения атомарной мишени на длину поглощающего слоя). Так, оптическая плотность насыщенного пара порядка единицы для перехода с доплеровским уширением линии поглощения и силой осциллятора порядка единицы достигается при плотности атомов порядка  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  и длине слоя  $\sim 1 \text{ см}$ . Эта минимальная необходимая плотность линейно возрастает с уменьшением силы осциллятора перехода и увеличением ширины линии (например, вследствие ионизационного уширения возмущающим светом). Увеличение плотности ограничено возникновением самофокусировки возмущающего света в атомарной мишени<sup>11</sup>.

Основными достоинствами метода поглощения вспомогательного света являются относительная простота интерпретации результатов измерения и большой диапазон возможного изменения возмущающего поля.

Наблюдаемое смещение центра тяжести линии поглощения определяется смещением двух состояний, исходного и возбужденного, между которыми происходят переходы с поглощением вспомогательного света. При одинаковом направлении смещений этих уровней смещение линии поглощения равно разности смещений уровней, а при противоположном — равно их сумме. Уширение линии поглощения вспомогательного света равно полусумме уширений основного и возбужденного состояний.

Диапазон изменения напряженности возмущающего поля ограничен снизу значением, соответствующим минимальному уверенно регистрируемому смещению линии поглощения. При наблюдении линий поглощения атомных паров их ширина определяется эффектом Доплера и имеет величину порядка  $10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Напряженность поля может быть уменьшена, если использовать вместо паров атомные пучки, распространяющиеся перпендикулярно к лучу вспомогательного света — в этом случае линейный эффект Доплера отсутствует.

Напряженность возмущающего поля, необходимая для реализации метода поглощения вспомогательного света, в настоящее время достижима лишь при использовании лазеров с длительностью импульсов порядка  $10^{-8} \text{ сек}$ . При таких коротких возмущениях возникает проблема создания достаточно интенсивного источника вспомогательного излучения, позволяющего зарегистрировать изменение поглощения вспомогательного света за время действия одного лазерного импульса\*). При фотоэлектрической регистрации интенсивности вспомогательного света, проходящего через атомные пары, величина сигнала, возникающего при изменении поглощения, должна превышать дробовые флуктуации фототока в полосе пропускания регистрирующей схемы, имеющей величину порядка  $10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . С учетом неизбежных потерь вспомогательного излучения при исключении фона рассеянного лазерного света спектральная плотность видимого излучения наиболее интенсивных тепловых источников, как правило, недостаточна для надежной регистрации спектра<sup>12</sup>. Наиболее перспективным является использование в качестве вспомогательного света слабого лазерного излучения со спектральными компонентами, перекрывающими исследуемую линию поглощения. Схема подобного эксперимента<sup>13</sup> по наблюдению смещения D-линий главного дублета атомов калия ( $\lambda = 7665 \text{ и } 7699 \text{ Å}$ ) в поле излучения рубинового лазера приведена на рис. 2. Для обеспечения максимальной пространственной однородности распределения интенсивности излучения рубинового лазера на мишени использовался лазер со сферическими зеркалами в режиме генерации многих поперечных и продольных несинхронизованных мод. Описанная установка

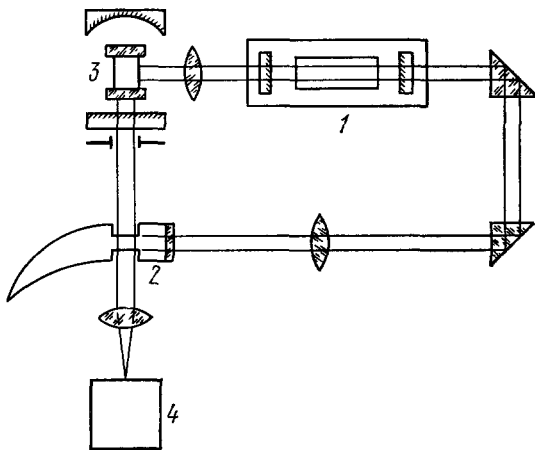


Рис. 2. Схема эксперимента<sup>13</sup> по измерению возмущения спектра атома калия методом поглощения света от вспомогательного источника.

Излучение лазера 1 направляется в кювету с парами калия 2 и в раствор красителя 3. Излучение лазера на красителе с шириной спектра около  $50 \text{ Å}$  служит вспомогательным светом, поглощение которого парами калия наблюдается при помощи спектрографа 4.

\*) Возможности уменьшения интенсивности вспомогательного источника путем измерения спектра за много лазерных импульсов ограничены малой частотой повторения импульсов с сохранением их параметров (типичная частота порядка 1 импульса в минуту).

позволяла измерить смещение центра тяжести исследуемых линий поглощения в диапазоне  $0,2-2 \text{ см}^{-1}$ .

Для исследования ионизационных уширений атомных уровней может оказаться более удобным другой вариант эксперимента, в котором основной и вспомогательный свет распространяются вдоль или навстречу друг другу. При малой длине мишени (порядка  $1 \text{ мм}$ ) и малом диаметре вспомогательного луча по сравнению с диаметром основного луча такой вариант может обеспечить большую пространственную однородность распределения возмущающего поля по мишени.

Заканчивая обсуждение метода поглощения вспомогательного света, укажем на его ограничения и возникающие трудности. К числу очевидных ограничений метода следует отнести отсутствие возможности исследования возмущения тех уровней атома, однофотонные переходы в которые из заселенных уровней (обычно основного уровня) запрещены правилами отбора. Трудности применения метода возрастают при исследовании линий поглощения в ультрафиолетовой и вакуумной области спектра ( $\lambda < 300 \text{ нм}$ ) вследствие трудности создания достаточно интенсивного вспомогательного света соответствующей частоты. Заметим, что при исследованиях очень больших уширений линий поглощения (до  $1 \text{ см}^{-1}$ ), когда уменьшение коэффициента поглощения приходится компенсировать значительным увеличением концентрации атомов, существенную роль могут играть нелинейные явления типа параметрического стимулированного и вынужденного электронного комбинационного рассеяния из возбужденных уровней, заселенных вспомогательным светом. Как установлено в работах <sup>14, 15</sup>, такие явления могут приводить к существенному усложнению возмущения энергетического спектра. Для их исключения необходимо уменьшать интенсивность вспомогательного света; при больших плотностях мишени указанный в начале этого параграфа критерий слабости возмущения под действием вспомогательного света может оказаться недостаточным.

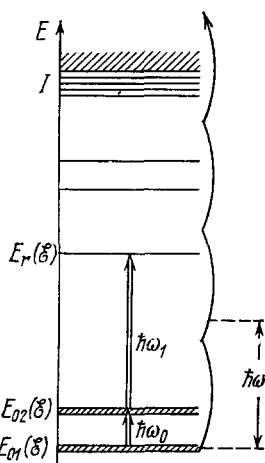


Рис. 3. Схема метода двойного радиооптического резонанса.

$E_{01}(\xi)$ ,  $E_{02}(\xi)$  — подуровни основного состояния  $E_0(\xi)$ ;  $\omega$  — частота возмущающего поля,  $\omega_0$  — переменная частота поля в радиочастотном диапазоне,  $\omega_1$  — частота поля в световом диапазоне; поля  $\omega_0$  и  $\omega_1$  являются вспомогательными и служат для диагностики атомного спектра.

### 3. Метод двойного радиооптического резонанса

Метод двойного резонанса является развитием метода поглощения, описанного выше. Предполагается, что атом находится на одном из подуровней основного состояния  $E_{01}$  (например, на уровне сверхтонного или зеемановского расщепления) и на него воздействует поле частоты  $\omega$  (рис. 3). Частота  $\omega$  и ее гармоники не находятся в резонансе ни с одной из частот атомных переходов. Измеряется разность смещений  $E_{02} - E_{01}$  подуровней основного состояния, возникающая под действием поля частоты  $\omega$  путем наблюдения изменения частоты  $\omega_{12}$  перехода между подуровнями основного состояния. Для обнаружения резонансной частоты перехода  $\omega_{12}$  атом подвергается воздействию двух слабых полей: радиочастотного монохроматического, частота  $\omega_0$  которого изменяется, и оптического на частоте одного из оптических переходов  $\omega_1$  атома из основного состояния. Ширина спектральной линии вспомогательного оптического излучения значительно больше доплеровской ширины линии оптического перехода и частоты  $\omega_0$ , так что изменение  $\omega_0$  возмущающим оптическим полем не влияет на поглощение вспомогательного оптического излучения. Величина этого поглощения зависит от населенности уровня  $E_{02}$  (в пределе один переход на частоте  $\omega_0$  радиочастотного поля приводит к изменению вспомогательного светового потока на один фотон). Резонанс в поглощении радиочастотного поля можно наблюдать либо по резонансу в поглощении вспомогательного оптического поля, либо по резонансу в изменении интенсивности резонансной флуоресценции с уровня  $g$ . Разность населенностей подуровней основного состояния, необходимая для обнаружения радиочастотных переходов, на много порядков превышает ее значение в условиях термодинамического равновесия. Для ее создания используется известный метод оптической ориентации (или оптической накачки), в котором атомы возбуждаются резонансным светом такой поляризации или спектрального состава, чтобы обеспечить существенно различную вероятность возбуждения атомов из исследуемых уровней основного состояния <sup>16, 17</sup>. Величина разности населенностей, образующейся в результате возбуждения и спонтанного распада, зависит от соотношения скоростей возбуждения и релаксации атомов к равновесному значению. Необходимая разность населенностей (порядка 1%) в на-



стоящее время достигается лишь для ограниченного числа элементов, на парах атомов которых разработаны достаточно интенсивные лампы резонансного излучения. Это атомы щелочных металлов, Hg, Cd, He, Yb, Sr, Ba. Разрешение по частоте этого метода определяется шириной линии радиочастотных переходов и потому исключительно велико по сравнению со стандартным разрешением для оптических полей. Удастся обнаруживать смещение компонент основного состояния на величину порядка  $1 \text{ гц}$  (порядка  $10^{-11} \text{ см}^{-1}$ ). Основным недостатком метода двойного радиооптического резонанса является возможность его использования лишь для измерений разности смещений подуровней основного состояния. Смещение центра тяжести основного состояния не может быть измерено. Кроме того, максимальные наблюдаемые смещения уровней основного состояния ограничены шириной спектральной линии источников оптической ориентации (до  $10^{-1} \text{ см}^{-1}$ ), поскольку при больших смещениях линия оптического поглощения выходит за пределы линии источника ориентации и ориентация не происходит.

#### 4. Метод двухфотонной спектроскопии

Этот метод так же является развитием метода поглощения. Он заключается в регистрации перехода из основного в возбужденное состояние при поглощении света частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Переход наблюдается по резонансному увеличению числа возбужденных атомов при совпадении суммы энергий фотонов с энергией перехода (рис. 4). Изменение числа возбужденных атомов наблюдается обычно по изменению интенсивности света флуоресценции с частотой  $\omega_3$ , возникающей при спонтанном распаде возбужденного состояния.

Для обнаружения двухфотонного резонанса необходима определенная интенсивность спонтанного излучения, которая в свою очередь пропорциональна концентрации атомов, интенсивности возбуждающего света и вероятности спонтанной релаксации. Вследствие относительной малости вероятности двухфотонных переходов по сравнению, например, с вероятностью однофотонных переходов для осуществления двухфотонной спектроскопии необходимы относительно большие интенсивности возмущающего света, чем в методах однофотонной спектроскопии. Вероятность двухфотонного возбуждения можно увеличить на несколько порядков осуществлением резонанса с промежуточным уровнем атома <sup>18-20</sup> за счет использования двух возмущающих полей с различными частотами. Известно, что двухфотонные переходы могут происходить между состояниями с одинаковой четностью. Таким образом, двухфотонная спектроскопия позволяет исследовать целый класс переходов, запрещенных при однофотонной спектроскопии. При двухфотонной спектроскопии можно использовать два различных возмущающих поля, имеющие не только различные частоты, но и различные векторы распространения и поляризацию. Использование встречных пучков света <sup>21</sup> одинаковой частоты позволяет компенсировать линейный эффект Доплера. Условие для двухфотонного резонанса в этом случае выглядит так:

$$E_r - E_0 = \hbar\omega \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) + \hbar\omega \left(1 - \frac{v_z}{c}\right),$$

где  $v_z$  — проекция скорости атома на направление света. Однако, если частота света в обоих пучках одинакова, то наряду с поглощением фотонов из обоих пучков, ряд атомов поглощает два фотона из одного (правого (левого) пучка. Для такого атома эффект Доплера не компенсируется. Возможность выделения сигнала от тех атомов, которые поглощают встречные фотоны, обусловлена квадратичной зависимостью вероятности двухфотонного перехода от интенсивности излучения (числа фотонов) и вдвое большего числа встречных фотонов по сравнению с числом фотонов из правого (левого) пучка. Узкий резонансный максимум, возникающий при поглощении встречных фотонов, наблюдается на широком фоне, возникающем при поглощении фотонов из правого (левого) пучка. Соотношение эффект — фон может быть значительно увеличено, если частота света во встречных пучках будет различна ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ), а сумма частот по-прежнему будет равна частоте перехода ( $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ ). Если  $\omega_1 \neq \omega_2$ , то компенсация доплеровского уширения будет неполной, но может быть еще достаточно большой при  $\omega_1 \approx \omega_2$ . Так, для уменьшения ширины двухфотонного резонанса по сравнению с доплеровским уширением в 100 раз разность этих частот должна удовлетворять соотношению  $|\omega_1 - \omega_2| \lesssim 10^{-2} \omega_{1,2}$ . При специальном подборе степени эллиптич-

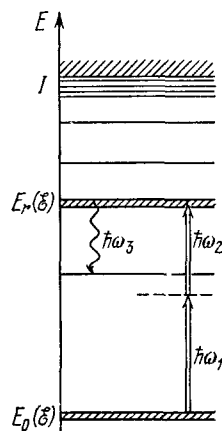


Рис. 4. Схема метода двухфотонного поглощения.

Поглощаются фотоны с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ ; наблюдается спонтанный распад возбужденного состояния  $r$  по испусканию света частоты  $\omega_3$ .

ности света исследуемый переход может быть разрешенным для фотонов из встречных пучков и запрещенным для фотонов из одного пучка. В таком случае можно использовать свет одной частоты и полностью компенсировать эффект Доплера.

В заключение отметим трудности и ограничения этого метода. Как и все методы, связанные с регистрацией релаксации возбужденных уровней, этот метод практически не может быть использован для исследования больших ионизационных уширений возбужденных уровней вследствие уменьшения квантового выхода спонтанного излучения. К числу недостатков метода двухфотонной спектроскопии относится несколько более сложная интерпретация наблюдаемых спектров двухфотонного возбуждения вследствие их зависимости от интерференции амплитуд вероятностей двухфотонных переходов<sup>22</sup>. Эта особенность двухфотонных переходов связана как с принципиальной неразличимостью последовательности поглощения фотонов, так и с принципиальной возможностью перехода при данной последовательности поглощения фотонов через различные промежуточные состояния атома. Если имеется не одно, а несколько промежуточных состояний, то складываются аддитивно не вероятности, а амплитуды вероятностей различных возможных путей двухфотонного перехода. В зависимости от знака разности энергий фотонов и энергий промежуточных состояний зависит знак амплитуд вероятностей, и при определенных условиях сумма амплитуд может стремиться к нулю. Это может приводить к возникновению резких интерференционных минимумов в спектре двухфотонного возбуждения с шириной, порядка ширин атомных уровней<sup>18</sup>. В заключение отметим, что с точки зрения предмета данного обзора, т. е. исследования нерезонансного возмущения атомного спектра, метод двухфотонной спектроскопии имеет так же ограничение со стороны большой напряженности светового поля. Действительно, по мере увеличения напряженности поля всегда можно достигнуть таких условий, когда вероятность вынужденного двухфотонного перехода из возбужденного состояния в основное будет больше, чем вероятность спонтанной релаксации возбужденного состояния в какое-либо третье состояние. При этом возмущение основного и возбужденного состояний будет носить резонансный характер: они будут перемешаны возмущающим полем. (Аналитический вид критериев резонансного перемешивания приведен во введении). Поэтому перспективной является лишь такая модификация этого метода, когда нерезонансное поле, возмущающее наблюдаемый атомный переход, имеет большую напряженность, а диагностирующие поля с частотой  $\omega_1$  и  $\omega_2$  имеют столь малую напряженность, что не вызывают наблюдаемого возмущения спектра.

## 5. Наблюдение релаксации возбужденного состояния

В этом методе предполагается, что атом находится в возбужденном состоянии  $E_i$  и на него действует поле частоты  $\omega$ . Частота  $\omega$  и ее кратные гармоники не находятся в резонансе ни с одной из частот атомных переходов. Для наблюдения возмущения атомного спектра исследуется смещение частоты и уширение линий спонтанного излучения с уровня  $E_i$  (рис. 5). В качестве мишени обычно используются возмущенные атомы, входящие в состав плазмы в разрядных лампах низкого (порядка 1 тор) давления. Ширина линий спонтанного излучения таких ламп близка к доплеровской ширине и имеет величину порядка  $10^{-2}$  см<sup>-1</sup>. Напряженность возмущающего поля, необходимая для наблюдения нерезонансного смещения линий спонтанного излучения, имеет величину порядка  $10^5$  в.с.м<sup>-1</sup>; как говорилось выше, такая напряженность достигается лишь при использовании лазеров с длительностью импульсов порядка  $10^{-8}$  сек. Примером применения метода наблюдения релаксации является исследование<sup>23, 24</sup> возмущения переходов  $7^3S_1 - 6^3P_2$  и  $7^3S_1 - 6^3P_1$  в спектре атома ртути. Соответствующие этим переходам линии релаксации с длиной волны 5461 Å и 4358 Å наблюдались в спектре излучения плазмы высокочастотного разряда в ртутных парах. Разрядная лампа облучалась излучением неодимового лазера с длиной волны 1,06 мкм (рис. 6). Спектральный профиль линий излучения измерялся с помощью интерферометра Фабри — Перо, частотный интервал которого был разделен на четыре зоны одинаковой спектральной ширины 0,05 Å; излучение из каждой зоны регистрировалось отдельным фотоумножителем. Такая методика измерения позволяла вместо интегральной картины изменения спектра наблюдать динамику изменения линий в процессе развития импульса лазерного излучения (при его длительности порядка  $10^{-8}$  сек<sup>-1</sup>). Указанные линии являются наиболее интенсивными линиями излучения ртутной лампы в видимой области спектра, что облегчало исключение эффекта от фона, созданного другими линиями и излучением лазера.

Метод наблюдения релаксации возбужденного состояния привлекателен простотой постановки эксперимента и интерпретации его результатов. Очевидно, что экспериментальные данные о возмущении одной линии позволяют получить информацию об изменении энергии перехода и приведенной ширины соответствующей пары состояний. Сравнение величин смещений нескольких линий спонтанного излучения с одного и того же уровня позволяет в некоторых случаях выделить эффект, связан-

ный с одним уровнем и сделать заключение о величине смещения исследуемого уровня. Важным достоинством метода является возможность исследования смещений таких уровней, переходы с которых в основное (или метастабильное) состояние запрещены правилами отбора и которые поэтому не могут быть исследованы методом поглощения вспомогательного света.

Основная трудность наблюдения релаксации возбужденных состояний состоит в получении достаточно большого потока регистрируемых фотонов за один импульс воздействия лазерного излучения. Типичная ситуация такова, что дробовые шумы

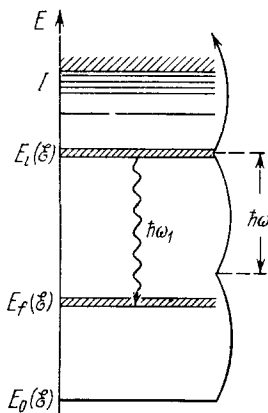


Рис. 5. Схема метода наблюдения релаксации возбужденного состояния  $i$ .

Атом переходит в состояние  $f$ , испуская свет частоты  $\omega_1$ . Частота возмущающего поля  $\omega$ .

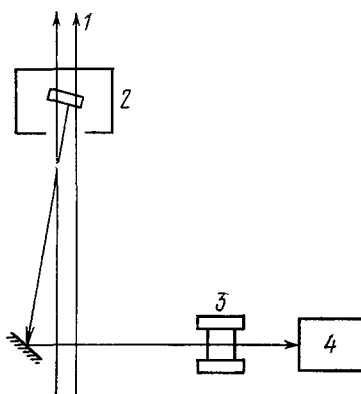


Рис. 6. Схема эксперимента по наблюдению возмущения спектра атома ртути в поле излучения лазера на стекле с неодимом по релаксации возбужденного состояния  $2^3$ .

1 — пучок света от лазера, 2 — парь ртути, возбужденные высокочастотным разрядом, 3 — интерферометр Фабри — Перро, 4 — фотоумножитель.

всегда велики, особенно в условиях фокусировки возмущающего излучения в малый объем для достижения больших напряженностей поля. При длительностях импульсов лазерного излучения порядка  $10^{-8}$  сек таким методом можно исследовать смещение только наиболее интенсивных атомных линий. Кроме того, этот метод практически неприменим для исследования возмущения высоковозбужденных уровней, когда открыт канал однофотонной ионизации и вынужденные переходы в непрерывный спектр эффективно конкурируют с релаксацией.

## 6. Поляризационные методы

Поляризационные методы исследования возмущения атомного спектра состоят в наблюдении изменения поляризации вспомогательного света при его прохождении через атомарную мишень, находящуюся в поле возмущающего света. Методы основаны на возникновении двулучепреломления атомарной среды вблизи линий поглощения при расщеплении уровней соответствующих переходов атома световым полем <sup>25</sup>. Идея метода может быть понята на примере расщепления одного из возбужденных уровней (рис. 7). Пусть двукратно вырожденный уровень  $E_f$  под действием сильного света линейной поляризации расщепляется на два подуровня  $E_{f1}(\xi)$  и  $E_{f2}(\xi)$  так, что поглощение вспомогательного линейно поляризованного света частоты  $\omega$  с переходом атома на уровень  $E_{f1}(\xi)$  возможно только при  $\vec{\xi}(\omega_1) \parallel \vec{\xi}(\omega)$ , а с переходом на уровень  $E_{f2}(\xi)$  — только при  $\vec{\xi}(\omega_1) \perp \vec{\xi}(\omega)$ . Тогда для произвольной частоты  $\omega_1$  вспомогательного света коэффициенты поглощения компонентов вспомогательного света  $\pi(\vec{\xi}(\omega_1) \parallel \vec{\xi}(\omega))$  и  $\sigma(\vec{\xi}(\omega_1) \perp \vec{\xi}(\omega))$  будут различны, а следовательно, будут различны и показатели преломления. Таким образом атомарная среда становится двулучепреломляющей. Если вектор электрического поля вспомогательного света направлен под углом к вектору электрического поля возмущающего света, то при распространении вспомогательного света через атомарную среду будет происходить

различное изменение фаз  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентов, и свет, линейно поляризованный на входе в мишень, станет на выходе из мишени эллиптически поляризованным. Степень эллиптичности зависит от величины расщепления уровня  $E_r$ . Измерение степени эллиптичности и ее зависимости от  $\omega_1$  позволяет исследовать возмущение уровня  $E_r$ .

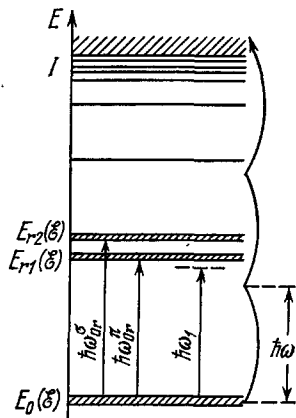


Рис. 7. Схема поляризационного метода.

$E_{r1}(\xi)$ ,  $E_{r2}(\xi)$  — расщепленный возбужденный уровень  $E_r(\xi)$ ;  $\omega$  — частота возмущающего поля,  $\omega_1$  — частота вспомогательного поля,  $\omega_{0r}$  и  $\omega_{0r}^\sigma$  — частоты, на которых максимально поглощение вспомогательного света при параллельной ( $\pi$ ) и перпендикулярной ( $\sigma$ ) ориентации плоскости поляризации вспомогательного света по отношению к плоскости поляризации возмущающего света.

и  $\omega_{0r}^\sigma$  — частоты, на которых максимально поглощение вспомогательного света при параллельной ( $\pi$ ) и перпендикулярной ( $\sigma$ ) ориентации плоскости поляризации вспомогательного света по отношению к плоскости поляризации возмущающего света.

пробного вспомогательного луча, до и после кюветы с парами калия, ставились два скрещенных поляроида. Под действием линейно поляризованного излучения рубинового лазера вспомогательный луч становился эллиптически поляризованным и проходил через скрещенные поляроиды. Сигнал изменения поляризации надежно регистрировался при расщеплении уровней калия на величину порядка  $10^{-4} \text{ см}^{-1}$  при ширине линии порядка  $10^{-2} \text{ см}^{-1}$ .

Принципиальным недостатком рассматриваемого варианта поляризационного метода является трудность (а часто и невозможность) надежного разделения вкладов от смещения и уширения уровней в суммарный эффект изменения поляризации вспомогательного света. Этот принципиальный недостаток может быть устранен в случае больших расщеплений  $\Delta\omega_r > \Gamma_r$  путем измерения зависимости изменения поляризации вспомогательного света при изменении его частоты.

б) Исследование больших расщеплений атомных уровней:  $\Delta\omega_r > \Gamma_r$ . В этом случае дисперсионные контура  $n(\omega_1)$  разрешены (рис. 8, б); измерение разности частот  $\omega_1$ , соответствующих точкам  $n(\omega_1) = 1$  между экстремумами дисперсионных контуров дает непосредственно величину расщеплений линии, а расстояние между экстремумами каждого из контуров — ширину компонентов расщепленной линии. При этом нет необходимости знать концентрацию атомов, и может быть использован источник пробного излучения с широкой спектральной линией, перекрывающей исследуемую область спектра. Возможности и ограничения этого варианта метода аналогичны возможностям и ограничениям метода поглощения вспомогательного света (см. раздел 2). Очевидна перспективность исследования спектральной зависимости изменения поляризации при двухфотонном возбуждении атомов встречными эллиптически поляризованными лучами. Наличие острого резонанса с компенсацией доплеровской ширины (см. раздел 4) будет приводить к соответствующему острому резонансу поворота плоскости поляризации лучей<sup>28</sup>.

Представляет интерес возможность использования внутриврезонансных методов анализа поворота плоскости поляризации (кювета с исследуемым атомным паром

Рассмотрим отдельно случаи малого расщепления  $\Delta\omega_r$  линии поглощения, когда  $\Delta\omega_r$  много меньше ее ширины  $\Gamma_r$  и большого расщепления, когда  $\Delta\omega_r$  много больше  $\Gamma_r$ .

а) Исследование малых расщеплений атомных уровней:  $\Delta\omega_r < \Gamma_r$ . Если  $\Delta\omega_r < \Gamma_r$ , то разность показателей преломления  $n_\pi(\omega_1) - n_\sigma(\omega_1)$  практически описывается производной дисперсионной кривой показателя преломления и пропорциональна величине расщепления уровня (рис. 8, а). Исследование степени эллиптичности позволяет в принципе обнаруживать крайне малые расщепления, значительно меньшие ширины линии  $\Gamma_r$ , поскольку величину эллиптичности, достаточную для регистрации, можно получить, увеличив концентрацию атомов. Вместе с тем, применение такого метода для количественных исследований встречает трудности, так как должна быть известна концентрация атомов, а для постановки эксперимента необходим источник с шириной линии излучения, меньшей ширины линии поглощения. В противном случае измерение среднего изменения эллиптичности может привести к значительным погрешностям в определении величины расщепления, когда  $\omega_1$  близка к частоте линии поглощения.

Рассматриваемый вариант поляризационного метода был использован для наблюдения расщепления  $D_1$ - и  $D_2$ -линий главного дублета атомов калия в поле излучения рубинового лазера<sup>26, 27</sup>. В качестве вспомогательного излучения использовалось излучение калиевой резонансной лампы, из которого монохроматором выделялись спектральные области шириной  $0,03 \text{ см}^{-1}$  вблизи исследуемых линий калия. На пути

помещается внутри лазерного резонанса), позволяющих достигнуть чувствительности при измерении угла поворота плоскости поляризации до  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  угл. сек.

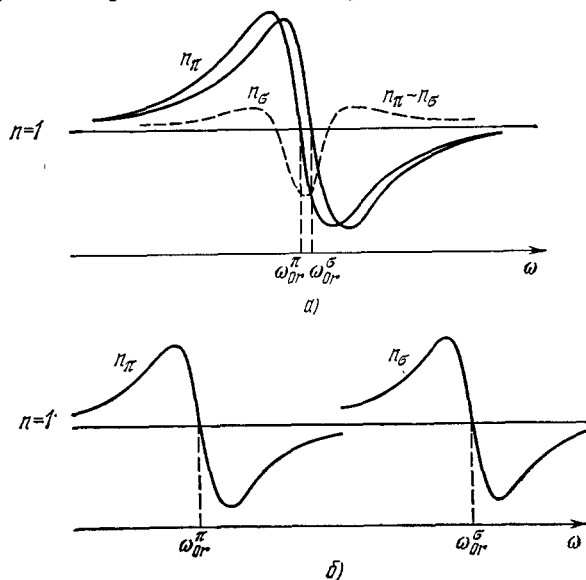


Рис. 8. Дисперсионные кривые расщепленной линии.  
 $n_\pi, n_\sigma$  — коэффициенты преломления. а) Малое, б) большое расщепление.

Подводя итоги проведенному рассмотрению поляризационных методов, можно утверждать, что они могут быть использованы для качественных исследований малых расщеплений или уширений уровней, много меньших ширины линии. При больших расщеплениях их возможности близки к возможностям методов поглощения.

#### 7. Метод резонансной многофотонной ионизации атома

Все методы, обсуждавшиеся выше, основаны на поглощении или излучении фотонов исследуемым возбужденным состоянием атома. Как уже говорилось, процесс ионизации из возбужденного состояния ограничивает применимость этих методов. Конкуренция процесса ионизации в большом числе случаев — когда напряженность

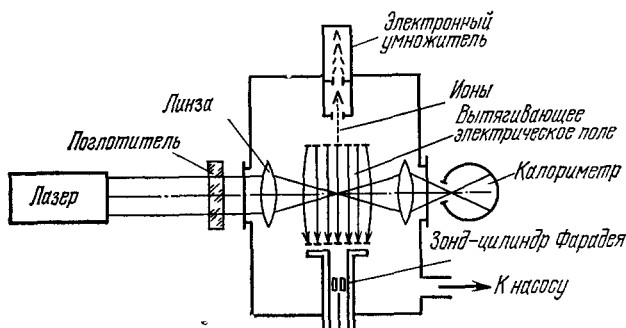


Рис. 9. Схема эксперимента по многофотонной ионизации атома

возмущающего поля велика или исследуется высоковозбужденное состояние — практически не позволяет применять методы исследования, основанные на наблюдении поглощения или излучения света. Однако сам процесс ионизации может быть использован в качестве метода исследования возмущения атомного спектра. Речь идет о резонансном процессе многофотонной ионизации атомов<sup>29</sup>. Метод заключается в регистрации ионов, образующихся при многофотонной ионизации атомов, изменении частоты и напряженности светового поля и наблюдения резонансного увеличения в выходе ионов, связанного с осуществлением промежуточного резонанса между энергией нескольких квантов и энергией перехода в спектре атома (рис. 9). Условие

реализации резонансного процесса ионизации имеет вид

$$\Delta_{0r}(\mathcal{E}) = |E_r(\mathcal{E}) - E_0(\mathcal{E}) - k_{0r}\hbar\omega| \leq \Gamma_{0r}(\mathcal{E}), \quad (3)$$

где  $\Gamma_{0,r}(\mathcal{E})$  — ширины основного и резонансного состояний в поле,  $k_{0r}$  — степень нелинейности перехода  $0r$ . Если переход  $0r$  разрешен по правилам отбора для многофотонных переходов, то вероятность ионизации  $W_i$  при выполнении соотношения (3) значительно больше, чем при противоположном знаке неравенства (3), когда резонанс не возникает. Изменяя частоту и напряженность поля и наблюдая зависимость резонансного увеличения вероятности ионизации от значения этих параметров, можно получить данные о возмущении атомного спектра.

Так как в этом методе зондирующее резонансное поле является одновременно и возмущающим, то частота, поляризация и напряженность этого поля определяют характер возмущения резонансных состояний  $0, r$ .

Интересующий нас случай нерезонансного возмущения реализуется, когда ионизационное уширение резонансного состояния  $r$  доминирует над полевым расщеплением, возникающим из-за перемешивания состояний  $0, r$ <sup>30</sup>. Такая ситуация реализуется при выполнении соотношения  $2k_{rE} < k_{0r}$  между степенью нелинейности  $k_{rE}$  перехода  $rE$  и степенью нелинейности  $k_{0r}$  перехода  $0r$ . Для наиболее интересных для практики случаев, когда ионизация из возбужденных состояний носит однофотонный характер, степень нелинейности резонансного перехода должна быть  $k_{0r} \geq 3$ . При выполнении указанного выше соотношения между  $k_{0r}$  и  $k_{rE}$  резонансный процесс ионизации носит каскадный характер и может быть описан как многофотонное возбуждение в состояние  $r$  и последующая ионизация из этого состояния.

Зависимость вероятности ионизации от частоты и напряженности поля при каскадном переходе  $0 \rightarrow r \rightarrow E$  описывается резонансной формулой Келдыша<sup>6</sup>

$$W_{0E}^{(k_0)}(\mathcal{E}, \omega) = \frac{V_{0r}^{(k)}(\mathcal{E})^2}{[\Delta_{0r}(\mathcal{E})]^2 + [\hbar\Gamma_r(\mathcal{E})]^2} W_{rE}^{k_0-k}, \quad (4)$$

где расстройка резонанса  $\Delta_{0r}(\mathcal{E}) = |E_r(\mathcal{E}) - E_0(\mathcal{E}) - k\hbar\omega|$ , а  $\Gamma_r(\mathcal{E}) \equiv W_{rE}^{k_0-k}(\mathcal{E})$ . В соответствии с условиями реализации этого случая в формуле (4) пренебрегается полевым уширением основного состояния по сравнению с уширением резонансного состояния (полевым сдвигом основного состояния пренебречь нельзя, так как динамическая поляризуемость является резкой функцией частоты света). Структура формулы (4) аналогична структуре формулы Вайскопфа, описывающей резонансную флюоресценцию<sup>31</sup>. Причина такой аналогии очевидна — в обоих случаях переход происходит через квазидискретный резонансный уровень<sup>1, 32</sup>. Между тем (4) содержит элементы, типичные для многоквантовых процессов (матричный элемент  $k$  порядка,  $k$  — фотонный резонансный знаменатель) и для случая сильного поля (полевая зависимость энергии перехода в резонансное состояние).

Измерения зависимости энергии перехода  $0r$  от напряженности поля можно проводить двумя различными методами — измеряя зависимость вероятности ионизации от частоты света при нескольких фиксированных значениях напряженности поля или измеряя зависимость вероятности ионизации от напряженности поля при нескольких фиксированных частотах света. Необходимо отметить, что в ряде случаев полезную информацию можно получить, измеряя зависимость степени нелинейности  $k = \partial \lg W / \partial \lg \mathcal{E}^2$  от частоты излучения. Однако, сама величина  $k$  является динамической характеристикой процесса ионизации, она может быть измерена лишь при изменении интенсивности света. Поэтому этот метод применим лишь в тех случаях, когда расстройка резонанса слабо изменяется при изменении напряженности поля на ту величину, которая необходима для достаточно точного измерения  $k$ .

Рассмотрим особенности, характеризующие метод измерения зависимости вероятности ионизации от частоты при ряде фиксированных значений напряженности поля. Во-первых, этот метод значительно упрощается, если его свести к измерению зависимости амплитуды ионного сигнала от частоты  $A_i(\omega)$  вместо  $W(\omega)$  и энергии, прошедшей через мишень  $Q$ , вместо интенсивности излучения  $F$ . Для этого необходимо, чтобы лазер работал в режиме генерации одной простейшей поперечной моды. Для получения оптимального разрешения по частоте необходимо проводить измерения в условиях, когда не играет роль эффект Допплера (используя атомарный пучок, ось которого перпендикулярна оси светового пучка) и минимальна ширина спектра лазерного излучения (одночастотный режим генерации). Единственный аппаратный фактор, который принципиально не устраним — это неоднородное пространственно-временное распределение излучения по мишени. Неоднородность распределения излучения проявляется сложным образом, так как возмущение атомных уровней и процесс образования ионов носят нелинейный характер, между тем измеряется интегральный выход ионов. Наличие неоднородного уширения приводит к двум эффектам. Во-первых, интегральный выход ионов следует сопоставлять некоторой эффективной напряжен-

ности поля, величина которой зависит от вида пространственного распределения излучения по мишени, степени нелинейности переходов  $0g$  и  $gE$  и наличия или отсутствия насыщения по переходу  $gE$ , т. е. от вы-

полнения соотношения  $\int_0^{\tau} W_{gE} dt \leq 1$ , где  $\tau$  — длительность лазерного импульса.

Во-вторых, наличие неоднородного уширения приводит к уширению зависимости  $A_i(\omega)$  по сравнению с интересующей нас зависимостью  $W(\omega)$ . Эффекты, связанные с неоднородным уширением, могут быть достаточно точно учтены количественно<sup>33</sup>. Результаты типичного эксперимента<sup>34</sup> по наблюдению трехфотонного процесса ионизации атома гелия при наличии промежуточного двухфотонного резонанса с энергией перехода  $2^1S - 6^1S$  приведены на рис. 10. Заметим, что абсолютные измерения возмущения требуют абсолютных измерений интенсивности излучения. Такие измерения могут быть выполнены в настоящее время с точностью 40—30% методом независимого измерения пространственного распределения освещенности (фотометрически) и временного распределения интенсивности, проинтегрированной по сечению пучка<sup>29</sup>.

Метод резонансной многофотонной ионизации имеет два недостатка. Первый типичен для сильно нелинейных процессов — метод применим лишь в узкой области изменения напряженности поля, ограниченной сверху из-за возникновения насыщения по многофотонному переходу электрона из основного состояния в

непрерывный спектр ( $\int_0^{\tau} W_{0E} dt \sim 1$ ). Изменение

длительности лазерного импульса не может существенно изменить эту границу, так как зависимость от длительности носит линейный характер, а от напряженности поля — сильно нелинейный. Второй недостаток заключается в малой ширине спектра возмущающего поля, для которой можно получить экспериментальные данные, так как для этого требуется выполнение резонанса с частотой перехода; этот недостаток типичен для всех методов, связанных с поглощением света.

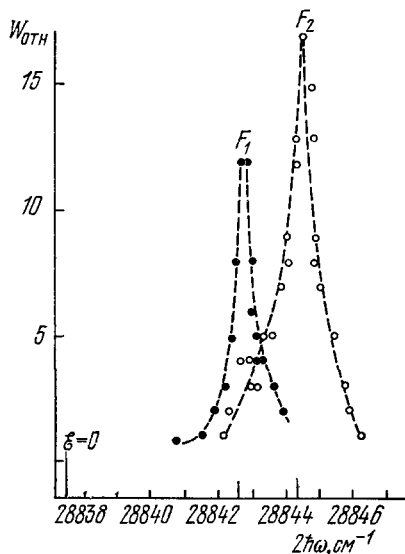


Рис. 10. Резонансное возрастание вероятности многофотонной ионизации атома при возникновении промежуточного резонанса со связанным электронным состоянием.

Трехфотонный процесс ионизации метастабильного гелия  $He\ 2^1S$  красным светом линейной поляризации; двухфотонный промежуточный резонанс с состоянием  $6^1S$  наблюдается при двух значениях интенсивности света, причем  $F_2 > F_1$ . В отсутствие поля ( $\xi = 0$ ) резонансная частота для перехода  $2^1S - 6^1S$  меньше, чем резонансная частота в поле.

### III. ВОЗМУЩЕНИЕ ИЗОЛИРОВАННЫХ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ В ЛИНЕЙНО И ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПОЛЕ

#### 8. Теория возмущений

Согласно основным принципам квантовой механики, у атома в永恒ном внешнем поле не существует стационарных состояний. Тем не менее, если внешнее поле не очень сильное, можно построить такие долгоживущие квазистационарные состояния, которые слабо отличаются от стационарных состояний атома в отсутствие поля.

В световом диапазоне частот длина волны значительно превышает размеры атома. В этом случае можно воспользоваться дипольным приближением, и учесть действие на атом одного лишь электрического поля

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \text{Re} [\vec{\mathcal{E}}_0(t) e^{-i\omega t}], \quad (5)$$

постоянного во всем объеме атома в каждый момент времени. Пусть амплитуда электрического поля  $\mathcal{E}_0$  медленно зависит от времени,

т. е. выполняется условие  $d\mathcal{E}_0/dt \ll \omega\mathcal{E}_0$ . Будем полагать, что при  $t \rightarrow \pm\infty$  выполняется соотношение  $\mathcal{E}_0 \rightarrow 0$ .

Решение временного уравнения Шрёдингера для атома в поле будем искать в виде разложения по собственным функциям гамильтониана свободного атома  $\mathcal{H}_0$ :

$$\psi(t) = \sum_n S a_n(t) e^{-iE_n t/\hbar} |n\rangle, \quad \mathcal{H}_0 |n\rangle = E_n |n\rangle, \quad (6)$$

где  $S$  означает суммирование по дискретному и интегрирование по непрерывному спектру атома. Коэффициенты  $a_n$  удовлетворяют системе уравнений:

$$i\hbar \dot{a}_n = \sum_m S V_{nm}(t) e^{i\omega_{nm}t} a_m(t), \quad \omega_{nm} \equiv \frac{E_n - E_m}{\hbar}, \quad (7)$$

$$V_{nm}(t) = -\langle n | \vec{d}\mathcal{E}(t) | m \rangle,$$

где  $\vec{d}$  — оператор дипольного момента атома.

Если до включения поля атом находился в состоянии  $|0\rangle$ , то в волновой функции (6) наибольшим будет коэффициент  $a_0$ . Более того, в самом коэффициенте  $a_0$  наибольший вес будет у низкочастотной (по сравнению с  $\omega$  и  $\omega_{0n} \pm \omega$ ) гармоники, поскольку при выключении поля  $a_0 \rightarrow 1$ . Учет примесь состояний  $|n\rangle \neq |0\rangle$  в волновую функцию (6) по теории возмущений. В первом порядке теории возмущений

$$i\hbar \dot{a}_n = V_{n0}(t) e^{i\omega_{n0}t} a_0(t), \quad n \neq 0.$$

Проинтегрируем это соотношение по времени. Поскольку  $a_0$  (см. (9)) и  $\vec{\mathcal{E}}_0$  медленно зависят от времени, их можно вынести из-под интеграла, и в результате получим

$$a_n(t) = \frac{a_0}{2\hbar} \left( \frac{\vec{d}_{n0} \vec{\mathcal{E}}_0}{\omega_{n0} - \omega - i\lambda} e^{i(\omega_{n0} - \omega)t} + \frac{\vec{d}_{n0} \vec{\mathcal{E}}_0^*}{\omega_{n0} + \omega - i\lambda} e^{i(\omega_{n0} + \omega)t} \right), \quad (8)$$

где величина  $\lambda \rightarrow +0$  соответствует адиабатически медленному включению поля. Подставляя (8) в уравнение (7) для  $a_0(t)$  и оставляя в нем только медленно изменяющиеся члены, получим

$$a_0(t) = \exp \left[ \frac{i}{4\pi} \alpha_{pq} \int_{-\infty}^t \mathcal{E}_{0p}^*(t') \mathcal{E}_{0q}(t') dt' \right], \quad (9)$$

где

$$\alpha_{pq}(\omega) = \frac{1}{\hbar} S_n \left[ \frac{(d_p)_{0n} (d_q)_{n0}}{\omega_{n0} - \omega - i\lambda} + \frac{(d_q)_{0n} (d_p)_{n0}}{\omega_{n0} + \omega - i\lambda} \right] \quad (10)$$

— тензор динамической поляризуемости состояния  $|0\rangle$  на частоте  $\omega$  (по повторяющимся индексам  $p$  и  $q$  в (10) проводится суммирование).

Таким образом, во внешнем поле у волновой функции атома возникает дополнительный набег временной фазы, который можно интерпретировать как изменение энергии уровня на величину<sup>7</sup>

$$-\frac{1}{4} \alpha_{pq} \mathcal{E}_{0p}^*(t) \mathcal{E}_{0q}(t). \quad (11)$$

Это изменение энергии иногда называют квадратичным эффектом Штарка в переменном поле. Такое название не вполне удачно, так как в переменном поле явление носит гораздо более сложный характер, чем в постоянном поле (об этом уже говорилось во введении) и кроме аналитического вида зависимости от напряженности поля аналогия отсутствует.

Динамическая поляризуемость может оказаться комплексной величиной. Действительно, если из состояния 0 возможна однофотонная иониза-



ция, в непрерывном спектре найдутся такие состояния, для которых  $\omega_{n0} = \omega$ . Можно выделить в поляризуемости действительную и мнимую части, причем

$$\text{Im } \alpha_{pq}(\omega) = \pi S(d_p)_{cn}(d_q)_{n0} \delta |E_n - E_0 - \omega|.$$

Состояния  $n$  удовлетворяют закону сохранения энергии  $E_n = E_0 + \hbar\omega$ .

Таким образом, волновая функция затухает во времени по экспоненциальному закону, причем постоянная затухания

$$\Gamma(t) = \frac{1}{4} \text{Im } \alpha_{pq} \mathcal{E}_{0p}^* \mathcal{E}_{0q} = W_{0E}(t) \quad (12)$$

определяется, как легко видеть, полной вероятностью фотоионизации атома из состояния 0 под действием внешнего поля. Заметим, что  $\Gamma(t)$  может обращаться в нуль в рассматриваемом здесь порядке теории возмущений, если ионизация атома из рассматриваемого состояния одним фотоном невозможна. В этом случае ионизационная ширина будет определяться вероятностью многофотонной ионизации данного состояния<sup>29</sup>.

Действительная часть поляризуемости определяет изменение энергии квазистационарного состояния:

$$\Delta E(t) = \frac{1}{4} \text{Re } \alpha_{pq}(\omega) \mathcal{E}_{0p}^* \mathcal{E}_{0q}, \quad (13)$$

причем  $\text{Re } \alpha_{pq}$  может быть найдена из формулы (10).

Спектроскопически изменение энергии атомных уровней проявляется в изменении частоты линий поглощения и излучения атома, а возможность распада уровней со временем — в уширении этих линий.

Обсудим условия применимости формул (12) и (13).

Во-первых, эти формулы неприменимы, если состояние 0 резонирует на частотах  $\omega$  или  $k\omega$  с уровнем  $r$ , именно, если  $|\Delta E + i\Gamma| \gtrless |\hbar(\omega_{r0} \pm k\omega)|$ ,  $k = 1, 2, \dots$ . При этом уровень  $r$  предполагается принадлежащим дискретному спектру.

Во-вторых, формула (13) неприменима, если вблизи уровня 0 находится некий уровень  $s$ , так что  $|\Delta E| \gtrless |\hbar\omega_{0s}|$ . При этом возможны переходы атома между уровнями  $s$  и 0. Это означает, что в волновой функции (6) наряду с коэффициентом  $a_0$  существенной величиной будет являться и коэффициент  $a_s$ , и если вначале атом находился в состоянии 0, то в дальнейшем он значительную часть времени будет находиться в состоянии  $s$ . Отметим, что в атоме водорода для состояний  $n \geq 3$  перемешивание возникает уже в сравнительно слабых полях светового диапазона, когда энергетический сдвиг начинает превышать тонкое расщепление. Атомные уровни с ненулевым полным моментом  $J$  состоят из группы вырожденных магнитных подуровней, которые могут перемешиваться полем. Однако легко видеть, что в линейно поляризованном поле направление поляризации является выделенным, поэтому проекция  $J$  на это направление сохраняется, и перемешивания магнитных подуровней не происходит. Точно так же в циркулярно поляризованном поле выделенным является направление распространения излучения, и магнитные подуровни также не перемешиваются. Обсудим теперь некоторые особенности динамической поляризуемости в зависимости от частоты поля  $\omega$ , имея в качестве иллюстрации расчет динамической поляризуемости уровня  $4P$  атома калия, приведенный на рис. 11 по данным работы<sup>35</sup>.

Значение  $\alpha_{pq}(0)$  называют статической поляризуемостью, поскольку эта величина определяет реакцию атома на постоянное электрическое поле. При увеличении частоты поляризуемость изменяется от своего статического значения, и при приближении  $\omega$  к частоте резонансного перехода с ближайшим дискретным уровнем  $r$ ,  $\alpha_{pq} \rightarrow \infty$  при  $\omega \rightarrow \omega_{r0}$ ,

слева (для определенности считаем  $\omega_{r_0} > 0$ , т. е. уровень  $r$  лежит выше уровня 0). На рис. 11 эта частота составляет  $\approx 8000 \text{ см}^{-1}$  и соответствует резонансу уровня  $4P$  с уровнем  $5S$ . Область  $\omega \sim \omega_{r_0}$ , в которой поляризуемость быстро изменяется с частотой, называют областью аномальной дисперсии, поскольку именно здесь весьма сильно проявляются дисперсионные свойства среды. После перехода через резонанс, когда  $\omega \rightarrow \omega_{r_0}$

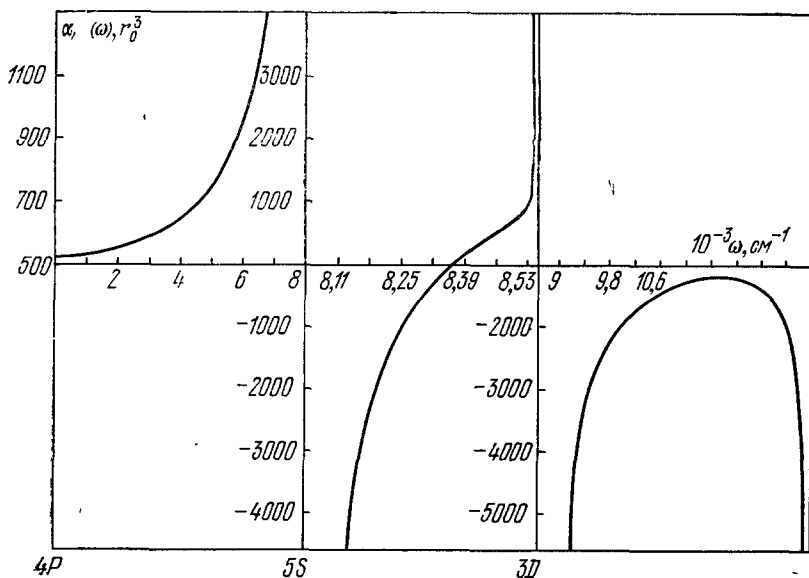


Рис. 11. Динамическая поляризуемость атома калия  $\alpha_{rq}$  в первом возбужденном состоянии  $4^2P_{1/2}$ .  
 $r_0$  — боровский радиус.

справа,  $\alpha_{rq} \rightarrow -\infty$ . Такие области, в которых с увеличением частоты поляризуемость уменьшается, принято называть областями отрицательной дисперсии.

При дальнейшем увеличении частоты поляризуемость будет увеличиваться, и ее дальнейшее поведение определяется положением следующего резонанса. Могут возникнуть два случая:

а) Следующий резонанс  $r'$  также лежит выше уровня 0. В рассматриваемом примере — это уровень  $3D$ . Тогда при  $\omega \rightarrow \omega_{r_0}$  слева поляризуемость, как и раньше, принимает очень большие значения. Однако при некоторых промежуточных частотах поляризуемость в этом случае должна обращаться в нуль в одной или нескольких (при немонотонном характере своего изменения) точках. При этих частотах ( $\omega \approx 8360 \text{ см}^{-1}$  на рис. 11) атомный уровень не сдвигается в первом исчезающем порядке теории возмущений. Поскольку тензор динамической поляризуемости (10) совпадает с тензором когерентного рассеяния света частоты  $\omega$  на состоянии  $0^{32}$ , эти точки отвечают обращению в нуль сечения рассеяния света в первом исчезающем приближении теории возмущений. Такие частоты являются своеобразными «частотами прозрачности» среды.

б) Следующий резонанс  $r'$  лежит ниже уровня 0. Тогда при  $\omega \rightarrow \omega_{0r'}$  слева вновь  $\alpha_{rq} \rightarrow -\infty$ , как и при  $\omega \rightarrow \omega_{r_0}$  справа. Таким образом, в рассматриваемом интервале частот поляризуемость проходит через максимум (один или несколько), и возникают широкие частотные диапазоны, в которых дисперсия является отрицательной. На рис. 11 эта область соответствует  $11\,500 \text{ см}^{-1} \leq \omega \leq 13\,000 \text{ см}^{-1}$ . Ее возникновение

связано с резонансом между рассматриваемым уровнем  $4P$  и основным состоянием  $4S$  атома  $K$ .

После прохождения области резонансов с вышележащими уровнями (эта область определяется потенциалом ионизации состояния  $0$ ), а также области резонансов с нижележащими уровнями, поляризуемость становится плавной функцией частоты. Асимптотическое поведение ее при частотах, значительно превышающих характерные атомные параметры, определяется известной формулой <sup>32</sup>

$$\alpha_{pq} \approx -\frac{Ze^2}{m\omega^2} \delta_{pq}, \quad (14)$$

где  $Z$  — число оптических электронов, а выход на асимптотику происходит практически сразу же после открытия канала однофотонной ионизации атома. При этом частота  $\omega$  должна быть много меньше характеристических частот возбуждения атомного остова, чтобы его поляризуемостью можно было пренебречь.

Как уже говорилось, приведенные в этом разделе формулы для динамической поляризуемости справедливы для линейной и циркулярной поляризации излучения, когда не надо учитывать перемешивания полей магнитных подуровней. В этом случае можно получить зависимость поляризуемости от магнитных квантовых чисел, и рассмотреть тем самым относительные сдвиги и расщепление магнитных подуровней в поле.

Рассмотрим вначале линейно поляризованное поле:  $\mathcal{E}_{0z} = \mathcal{E}_{0z}^* = \mathcal{E}_0$ ,  $\mathcal{E}_{0x} = \mathcal{E}_{0x}^* = 0$ . В этом случае

$$\alpha_{zz}^M(\omega) = u_J + J(J+1)w_J - 2M^2w_J, \quad (15)$$

где

$$\left. \begin{aligned} u_J &= (J+2)P_{J+1} - P_J + (J-1)P_{J-1}, \quad w_J = \frac{P_{J+1}}{J+1} + \frac{P_J}{J(J+1)} + \frac{P_{J-1}}{J}, \\ P_{J+1} &= \frac{D_{J+1}(\omega) + D_{J+1}(-\omega)}{2\sqrt{(2J+1)(2J+3)}}, \quad P_{J-1} = \frac{D_{J-1}(\omega) + D_{J-1}(-\omega)}{2\sqrt{(2J+1)(2J-1)}}, \\ P_J &= \frac{1}{2}[D_J(\omega) + D_J(-\omega)]. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Параметры  $D_J(\pm\omega)$  определяются через приведенные матричные элементы оператора дипольного момента атома следующим образом:

$$D_J(\pm\omega) = \frac{1}{\hbar} S \frac{\langle v_0 J || d || v_i \rangle \langle v_i || d || v_0 J \rangle}{\omega_{v_0 J, v_i} \pm \omega \pm i\lambda}. \quad (17)$$

Как видно из формулы (15), в линейно поляризованном поле не происходит полного снятия вырождения по магнитному квантовому числу; состояния, отличающиеся знаком  $M$ , имеют одинаковую поляризуемость. Это связано с инвариантностью системы атом + поле относительно обращения времени. Поскольку проекция момента является  $T$ -неинвариантной величиной, а в линейно поляризованном поле других  $T$ -неинвариантных величин нет, спектр может зависеть только от  $M^2$ .

Рассмотрим теперь циркулярно поляризованное поле. При правой поляризации  $\vec{\mathcal{E}}_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}(e_x - ie_y)$ . Сдвиг энергии определяется формулой

$$\Delta E - i\Gamma = -\frac{\mathcal{E}_0^2}{4}[\alpha_{xx} + \alpha_{yy} + i(\alpha_{xy} - \alpha_{yx})]. \quad (18)$$

В результате простых вычислений можно получить

$$\Delta E_M - i\Gamma_M = \frac{\mathcal{E}_0^2}{4}(u_J - v_J M + w_J M^2), \quad (19)$$

где

$$v_J = \frac{2J+3}{2J+1} q_{J+1} + \frac{q_J}{J(J+1)} - \frac{2J-1}{J} q_{J-1}. \quad (20)$$

Величины  $q_j$  отличаются от  $P_j$  заменой знака перед параметрами  $D_j(-\omega)$ . В циркулярно поляризованном поле вырождение по знаку  $M$  снято, поскольку теперь все фотоны обладают определенной спиральностью.

## 9. Расчеты динамической поляризуемости

Как было показано в предыдущем параграфе, возмущение изолированного атомного уровня в линейном и циркулярном полях определяется тензором динамической поляризуемости (10). Поэтому вычисление поляризуемости представляет собой основную задачу теории. Очевидно, что для возможности вычисления поляризуемости необходимо знание матричных элементов оператора дипольного момента атома между рассматриваемым состоянием 0 и всеми другими состояниями, включая непрерывный спектр, после чего эти матричные элементы необходимо просуммировать по дискретному спектру и проинтегрировать по непрерывному, что также представляет собой далеко не простую задачу. Отметим, что вторая трудность специфична лишь для действительной части поляризуемости, определяющей сдвиг уровней, ибо расчет мнимой части, определяющей уширение, сводится, согласно (12), к вычислению вероятности фотоионизации, т. е. только одного матричного элемента. Проблема суммирования не отпадает, если в сумме (10) одно из слагаемых значительно превышает каждое из остальных. Это возможно в том случае, когда один из энергетических знаменателей в (10) становится малым, т. е. когда частота поля становится близкой к резонансной атомной частоте, но расстройка резонанса значительно превышает естественные ширины уровней. Сумма большого числа малых слагаемых может иметь тот же порядок величины, что и одно большое слагаемое.

Итак, во всех случаях, вообще говоря, нельзя ограничиваться конечным числом промежуточных состояний при вычислениях поляризуемости. В связи с этим был предложен ряд теоретических методов вычисления атомных поляризуемостей, не ограничивающиеся учетом нескольких промежуточных состояний. Следует сразу же отметить, что большинство теоретических работ посвящено вычислению статических поляризуемостей, расчетов динамических поляризуемостей опубликовано значительно меньше. Обзор теоретических работ, а также экспериментальных данных, касающихся статических поляризуемостей, имеется в <sup>36</sup>.

Динамическая поляризуемость может быть вычислена разложением в ряд по степеням  $\omega$  вблизи точки  $\omega = 0$ . Коэффициенты этого ряда являются статическими характеристиками данного атомного состояния, и для их вычисления можно использовать те же методы, которые применяются при вычислениях статической поляризуемости. Очевидно, что сама статическая поляризуемость является нулевым членом, а следующие члены ряда отличаются более высокими степенями частотных разностей в знаменателях сумм. Сам метод такого вычисления динамической поляризуемости получил в литературе название метода моментов. Точность метода моментов определяется, естественно, точностью вычисления статических параметров атома, а остаток ряда может быть оценен сверху и снизу. Обзор работ по методу моментов, а также результаты вычисления различными способами моментов для основных состояний атомов благородных газов приведены в работе <sup>37</sup>. К возбужденным атомным состояниям метод моментов не применялся.

В ряде работ предложены различные вариационные методы вычисления динамических поляризуемостей. В этих методах сумма типа (10) по бесконечному набору собственных состояний атома заменяется суммой по конечному набору некоторых фиктивных состояний, для которых спектр и дипольные матричные элементы определяются из линейного вариационного принципа. Таким образом были рассчитаны динамические поляризуемости некоторых малоэлектронных атомных систем: основного <sup>38-40</sup> и возбужденного <sup>41</sup> состояний водорода, гелия <sup>42-44</sup>, бериллия и ионов  $\text{Li}^+$ ,  $\text{H}^-$  <sup>45</sup>.

Существенным упрощением многоэлектронной задачи является замена точной многочастичной задачи, с полным учетом межэлектронного взаимодействия, одночастичным приближением Хартри — Фока, в котором каждый электрон атома движется в самосогласованном потенциале, создаваемом всеми другими электронами. В литературе опубликовано большое число вычислений самосогласованного потенциала, а также его аппроксимации простыми аналитическими выражениями, удобными для приложений. В простейшем варианте предполагается, что самосогласован-

ный потенциал не изменяется под действием переменного электрического поля — незамкнутое (uncoupled) приближение Хартри — Фока. Таким образом были рассчитаны динамические полярizуемости гелия<sup>45</sup>, бериллия<sup>46</sup>, ионов  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Ne}^+$ <sup>47</sup>. При более точном рассмотрении оказывается необходимым учитывать изменение самосогласованного потенциала под действием поля — замкнутое (coupled) приближение Хартри — Фока. В этом приближении получены полярizуемости гелия, лития, бериллия, неона<sup>48-54</sup>. Сравнение результатов вычислений по различным модификациям приближения Хартри — Фока проведено в работе<sup>49</sup>. Как уже отмечалось, межэлектронные корреляции, уточняющие приближение Хартри — Фока, дают заметный вклад в динамическую полярizуемость атомов, содержащих два и более электронов в наружной оболочке. Частично учет корреляционных эффектов для атома кислорода проведен в работе<sup>55</sup>, а для атомов благородных газов — в работе<sup>56</sup>.

Для всех перечисленных выше атомов, кроме водорода, расчеты проводились лишь для основных состояний.

В последнее время были развиты также и полуфеноменологические методы расчетов: методы квантового дефекта и псевдопотенциала. Здесь

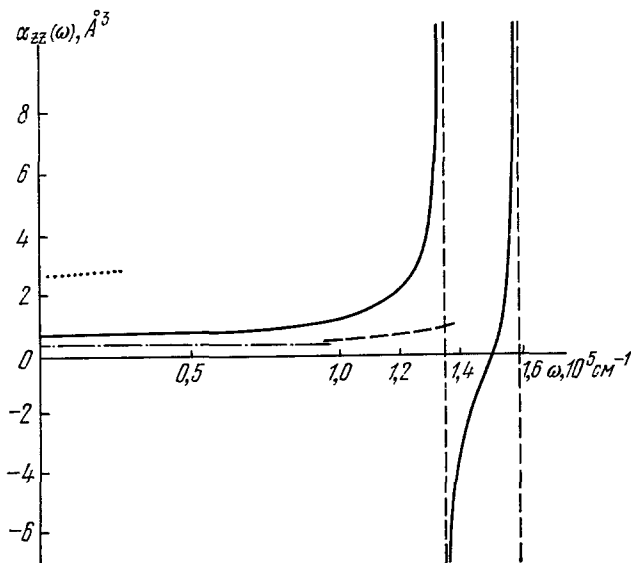


Рис. 12. Динамическая полярizуемость атома неона (основное состояние).

Расчеты методом псевдопотенциала<sup>58</sup> — сплошная кривая, методом моментов<sup>37</sup> — штриховая, в приближении Хартри — Фока с частичным учетом корреляционных эффектов<sup>56</sup> — штрих-пунктирная. Точки — экспериментальные данные<sup>57</sup>.

спектр атома предполагается известным заранее, что и составляет феноменологическую сущность методов, однако знание реального, экспериментально наблюдаемого спектра позволяет в то же время эффективно учитывать часть корреляционных эффектов. Метод квантового дефекта уже давно получил широкое распространение в атомной физике для расчетов вероятностей обычных электромагнитных переходов. В основе его лежит тот факт, что главный вклад в матричные элементы от оператора электромагнитного взаимодействия происходит от областей, далеких от атомного остова, где эффективный одночастичный потенциал, в котором движется оптический электрон, можно считать кулоновским. Это предположение оказывается весьма удовлетворительным для основных состояний атомов с одним электроном в валентной оболочке, а также для возбужденных состояний всех других атомов. В этом приближении в работе<sup>35</sup> были вычислены динамические полярizуемости как основных, так и первых возбужденных состояний атомов щелочных металлов. В методе псевдопотенциала радиальная часть потенциала оптического электрона

также считается кулоновской, а постоянная центробежной части подбирается из условия совпадения теоретического спектра с экспериментально наблюдаемым. Результаты вычислений динамических поляризуемостей благородных газов с использованием этого метода приведены в работе <sup>58</sup>. Несомненным достоинством полуфеноменологических методов, позволяющим использовать их для различных приложений, является возможность получения с их помощью поляризуемостей возбужденных атомов. Особо следует подчеркнуть, что в вычислительном отношении эти методы также значительно проще.

На рис. 12 показана динамическая поляризуемость атома неона, рассчитанная полуфеноменологическим методом псевдопотенциала <sup>58</sup> (сплошная кривая), методом моментов <sup>37</sup> (штриховая) и в приближении Хартри — Фока с частичным учетом корреляционных эффектов <sup>56</sup> (штриховая линия). Вертикальные штриховые линии показывают положение резонансных частот, соответствующих возбужденным состояниям атома  $(2p)^5 3S$  и  $(2p)^5 4S$  соответственно.

#### 10. Роль немонохроматичности возмущающего поля

Поля светового диапазона частот, используемые в исследованиях возмущения атомного спектра, никогда не являются строго монохроматическими и всегда имеют конечную ширину спектра. Даже излучение одночастотных лазеров, работающих в непрерывном режиме, имеет ширину спектра более  $10^3$  *гц*, которая возникает вследствие флуктуации длины резонатора. При использовании импульсных одночастотных лазеров ширина спектральной линии определяется регулярным изменением во времени интенсивности лазерного излучения и равна по порядку величины обратной длительности импульса излучения. Излучение многомодовых лазеров в отсутствии синхронизации мод представляет собой набор гармоник в узком спектральном интервале со случайно распределенными фазами. При большом числе мод статистические свойства такого многомодового излучения близки к свойствам узкополосного гауссовского шумового излучения <sup>10</sup>. Излучение резонансных ламп высокочастотного разряда, позволяющих достичь наибольшей спектральной яркости среди нелазерных источников, имеет ширину спектральной линии порядка  $10^{-2}$  *см<sup>-1</sup>*. Напряженность электрического поля этого излучения испытывает нерегулярные временные флуктуации с характерным периодом (временем корреляции) порядка обратной ширины спектральной линии, т. е. порядка  $10^{-9}$  *сек*.

Поскольку мгновенные значения смещений атомных уровней зависят от амплитуды возмущающего поля, то при ее временном изменении положение уровней также будет функцией времени. При исследовании возмущения атомного спектра немонохроматическими полями важным фактором становится время наблюдения. При использовании многомодовых лазеров время наблюдения больше или порядка обратной ширины спектральной линии возмущающего излучения, так что наблюдаемая картина возмущенного атомного спектра являлась усредненной во времени.

Очевидно, что динамика возмущенного спектра должна определяться динамикой возмущающего поля. В настоящее время не существует общих методов расчета нерезонансного возмущения атомного спектра для произвольной статистики возмущающего поля. Рассмотрим поэтому ряд частных случаев.

Наиболее прост расчет при регулярном импульсном возмущении, например, импульсами излучения одночастотных лазеров длительностью

порядка  $10^{-8}$  сек. Если среднее изменение частоты исследуемого атомного перехода много больше обратной длительности импульса возмущающего излучения, то мгновенное изменение энергии атомных уровней рассматриваемого перехода может рассматриваться как адиабатически медленное и рассчитываться по формуле (13):

$$\Delta E(t) = \frac{1}{4} \alpha_{pq} |\mathcal{E}_{0q}(t)|^2.$$

Теоретический анализ динамики спектра двух- и трехуровневых систем при различных формах возмущающего импульса проведен в работах <sup>59, 60</sup>.

Значительно сложнее анализ возмущения спектра атома нерегулярным оптическим излучением. Строгий анализ удалось провести только в двухуровневом приближении либо для поля, являющегося случайным марковским процессом <sup>61, 62</sup>, либо для поля с комплексной гауссовой статистикой <sup>63, 64</sup>. Возмущающее поле с марковским типом модуляции фазы и частоты реализуется при монохроматическом возмущении спектра атома, испытывающего столкновения, мгновенно изменяющие направление движения атома. Для интерпретации имеющихся экспериментов наиболее важен анализ возмущения атомного спектра в полях с комплексной гауссовой статистикой, которую имеют поля тепловых и газоразрядных источников и к которой близки статистические свойства поля излучения многомодовых (или многочастотных) лазеров в отсутствии синхронизации фаз мод.

Ввиду невозможности усреднять амплитуды состояний строгая процедура расчета возмущающего атомного спектра весьма сложна и связана с усреднением измеряемых в эксперименте величин по ансамблю реализаций возмущающего поля. Из всего многообразия методов исследования возмущенного атомного спектра мы ограничимся здесь рассмотрением наиболее простого по своей интерпретации метода поглощения вспомогательного света. Строгий анализ этой задачи в двухуровневом приближении произведен в работе <sup>65</sup>.

Мы будем считать, что атом находится в основном невырожденном состоянии  $E_0$  и на него с момента времени  $t = 0$  воздействует сильное нерезонансное поле линейной поляризации со средней частотой  $\omega$  и шириной спектральной линии  $\Delta\omega$ . Исследуем спектр поглощения слабого поля частоты  $\omega_1$  при переходе атома в возбужденное невырожденное состояние  $E_r$ , которое в отсутствии возмущающего сильного поля спонтанно релаксирует в основное состояние с вероятностью  $2\gamma$  (рис. 1). Форма линии поглощения вспомогательного света в этом случае определяется выражением

$$h(\omega_1) \propto \left( \frac{\pi}{2} + \arctg \frac{\omega_1 - \omega_{r0}}{\gamma} \right) \times \begin{cases} \exp \frac{\omega_{r0} - \omega_1}{\Delta_0}, & \omega_1 > \omega_{r0}, \\ 1, & \omega_1 < \omega_{r0}. \end{cases} \quad (21)$$

Наиболее существенным фактором, определяющим ширину линии, является постоянная экспоненты  $\Delta_0$ , пропорциональная интенсивности излучения. При  $\Delta_0 \gg \Delta\omega$  атом находится как бы в квазимонохроматическом поле с амплитудой, медленно изменяющейся по сравнению с величиной, обратной среднему смещению линии  $\Delta_0$ . За интервал времени, значительно превышающий время корреляции  $\tau_c = \Delta\omega^{-1}$  возмущающего сильного поля, значение амплитуды поля непрерывно проходит почти все возможные значения, а величина смещения линии также принимает все соответствующие возможные значения, что проявляется как ее неоднородное уширение. Величина смещения линии в каждый момент пропорциональна квадрату амплитуды поля. Для комплексного гауссова поля

распределение его квадрата амплитуды имеет вид <sup>65</sup>

$$W(|\mathcal{E}|^2) = \frac{\pi}{2|\mathcal{E}|^2} \exp\left(-\frac{|\mathcal{E}|^2}{|\mathcal{E}|^2}\right).$$

Другой предельный случай соответствует возмущению полем с широким спектром, когда  $\Delta_0 \ll \Delta\omega$ . Физически он соответствует таким среднеквадратичным напряженностям возмущающего поля, при которых среднее смещение линии поглощения много меньше ширины спектральной линии возмущающего поля  $\Delta\omega$ . В этом случае смещение линии пропорционально среднему квадрату напряженности возмущающего поля и равно величине смещения линии поглощения в монохроматическом возмущающем поле той же самой плотности мощности. Величина уширения линии поглощения  $\gamma$  возмущающим полем равна

$$\gamma = \int \Delta E^2(t) dt \sim \frac{\Delta_0^2}{\Delta\omega},$$

откуда следует, что при широких спектральных линиях возмущающего поля  $\Delta\omega \gg \Delta_0$  ширина линии поглощения меньше ее смещения в  $\Delta\omega/\Delta_0$  раз и пропорциональна четвертой степени среднеквадратичной напряженности возмущающего поля. В рассматриваемом предельном случае малых смещений линии поглощения амплитуда поля изменяется быстро по сравнению со средним смещением линии и происходит усреднение мгновенных положений линии относительно среднего смещения  $\Delta_0$ , проявляющееся как малое уширение. Эффективным временем усреднения является период среднего смещения линии  $\Delta_0$  — время, необходимое для того, чтобы измерить значение частоты с точностью до  $\Delta_0$ . Очевидно, что степень усреднения мгновенных смещений линии определяется отношением среднего времени изменения амплитуды поля  $\tau_{\text{ср}} = \Delta\omega^{-1}$  к времени усреднения  $\Delta_0^{-1}$ , т. е. отношением  $\Delta\omega/\Delta_0$ .

Резюмируя результаты анализа двух предельных случаев возмущения атомного спектра излучением с узкой и широкой спектральной линией, можно сделать вывод, что наиболее существенные изменения в форме линий атомного спектра — насыщение смещения максимума линии и ее уширение — становятся существенными при смещениях центра тяжести линии порядка и больше ширины спектральной линии возмущающего поля. Изменение формы атомных линий в промежуточной области возмущений при смещениях центра тяжести порядка ширины линии возмущающего излучения вызывает наибольшие трудности для теоретического анализа, хотя ясно, что один предельный случай должен плавно переходить в другой.

Следует обратить особое внимание на то, что кажущийся очевидным плавный переход картины немонохроматического возмущения в монохроматическую при уменьшении ширины спектральной линии возмущающего излучения  $\Delta\omega$  на самом деле не происходит. Наоборот, картина возмущенного спектра при широких спектральных линиях возмущающего излучения наиболее близка к картине спектра при монохроматическом возмущении. Чем меньше становится ширина спектральной линии возмущающего излучения при сохранении постоянной его интенсивности, тем больше становится отличие возмущенных спектров немонохроматическим и монохроматическим излучением. Отсутствие предельного перехода от гауссова поля к монохроматическому по мере уменьшения ширины линии объясняется различием их статистик. В случае гауссова поля его амплитуда является переменной, пробегающей все реализации за время регистрации возмущенного спектра  $\Delta t \gg \Delta\omega^{-1}$ . С уменьшением ширины линии  $\Delta\omega$  увеличивается лишь время, необходимое для реализации всех



значений амплитуды поля. В случае воздействия монохроматического поля его амплитуда остается постоянной величиной за время регистрации спектра.

Рассмотрим здесь эксперименты по исследованию возмущения атомного спектра, выполненные с шумовым гауссовым излучением радиодиапазона, поставленные с целью проверки теории на модели простейшей двухуровневой системы <sup>63</sup>. В этих экспериментах методом двойного радиооптического резонанса <sup>66</sup> исследовалось изменение формы зеемановской линии поглощения слабого вспомогательного излучения частоты  $\omega_1$  атомами  $\text{Cd}^{113}$  под действием узкополосного гауссова шумового поля, формируемого из белого шума линейными прямоугольными фильтрами (рис. 13).

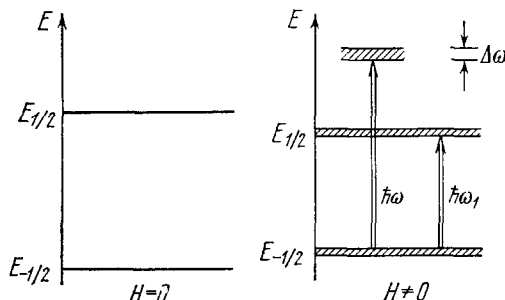


Рис. 13. Схема измерения изменения зеемановской линии поглощения вспомогательного излучения частоты  $\omega_1$  атомом кадмия в присутствии узкополосного шумового поля частоты  $\omega^{63}$ .

На рис. 14 представлены измеренные зависимости смещения максимума линии поглощения  $\Delta$  от квадрата напряженности возмущающего поля. При малых напряженностях шумового поля величина  $\Delta$  совпадает с ее значением в монохроматическом возмущающем поле. Было

установлено, что в этих условиях форма линии поглощения незначительно отличается от лоренцевой (рис. 15), а величина ее уширения пропорциональна четвертой степени напряженности возмущающего поля в соответствии с теоретическими предсказаниями (формула (21)). При больших напряженностях шумового поля величина смещения максимума линии поглощения насыщается. Насыщение становится существенным при смещениях максимума  $\Delta E$  порядка ширины спектральной линии  $\Delta\omega$  возмущающего излучения. Было установлено, что в условиях насыщения смещения максимума линии  $\Delta E$  ее форма становится сильно несимметричной (рис. 16): зависимость спада крыла линии в направлении смещения ее максимума близка к экспоненциальной, а ширина линии

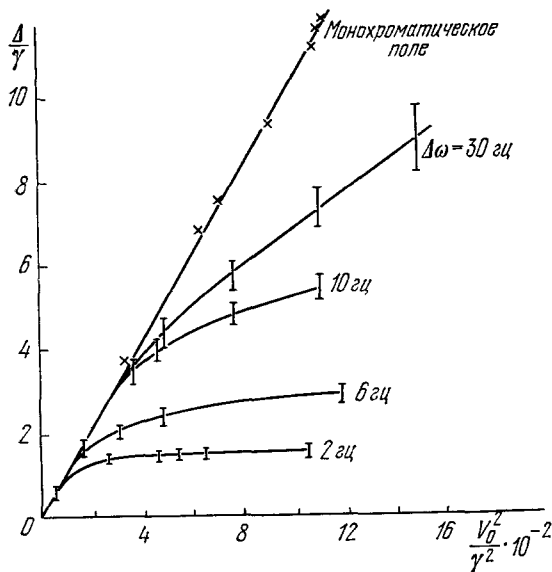


Рис. 14. Зависимость смещения  $\Delta$  максимума зеемановской линии поглощения от квадрата напряженности возмущающего поля.

мещение выражено в единицах полуширины исходной линии  $\gamma$ , а квадрат напряженности поля в единицах  $2\gamma^2/\pi^2\gamma_0^2$ , где  $\gamma_0$  — парамагнитное отношение,  $\Delta\omega$  — ширина спектральной линии.

пропорциональна квадрату напряженности возмущающего поля. Форма линии в пределах точности наблюдений совпадает с рассчитанной по формуле (21).

Резюмируя результаты эксперимента, можно сделать вывод, что они подтверждают выводы, предсказываемые теорией. Наиболее важный из них — насыщение смещения максимума линий атомного спектра и их уширение гауссовым полем при смещениях центра тяжести линий порядка

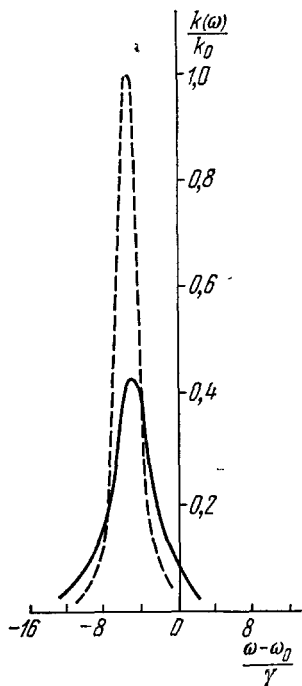


Рис. 15. Форма линии поглощения. Сплошная линия — наблюдаемая при  $\Delta\omega = 30$  гц,  $V_0^2/\gamma^2 = 5 \cdot 10^2$ ; штриховой линией изображена наблюдаемая форма линии в монохроматическом возмущающем поле одинаковой мощности.  $K_0$  — коэффициент поглощения в максимуме линии при отсутствии возмущающего поля,  $V_0$  — средний матричный элемент взаимодействия.

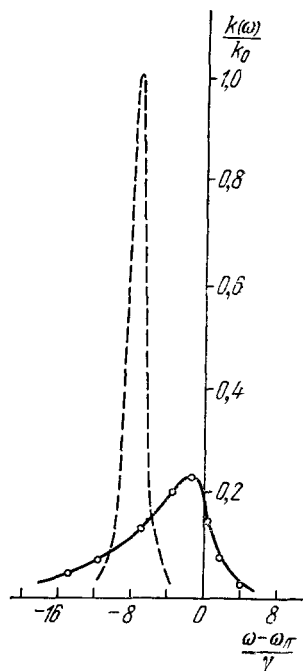


Рис. 16. Форма линии поглощения.

Сплошная линия — рассчитанная по формуле (9) в разделе 8, кружки — эксперимент при  $\Delta\omega = 2$  гц,  $V_0^2/\gamma^2 = 7 \cdot 10^2$ , штриховая линия — то же, что на рис. 15.

или больше ширины спектральной линии возмущающего излучения. Другой интересный результат эксперимента состоял в обнаружении значительных флуктуаций коэффициента поглощения вспомогательного излучения, отсутствующих при воздействии монохроматического поля<sup>67-69</sup>.

## 11. Результаты экспериментов и их сопоставление с теоретическими расчетами

Качественный характер слабого возмущения связанных электронных состояний в световом поле линейной и циркулярной поляризации достаточно очевиден, поэтому основной задачей эксперимента и теоретических расчетов является получение количественных данных о динамической поляризуемости. Различия в спектрах конкретных атомов, резкая зависимость поляризуемости от частоты света, большие относительные изменения частоты — все это существенно отличает возникающую ситуацию от привычной ситуации в постоянном поле. Целесообразно проводить расчеты зависимости динамической поляризуемости от частоты для различных типичных атомных конфигураций (один оптический электрон, заполненная оболочка и т. д.), получать экспериментальные данные

в отдельных характерных точках (вблизи межрезонансного нулевого возмущения, вблизи резонансов), из сопоставления экспериментальных и расчетных данных выяснить оптимальность метода расчета и использовать оптимальный метод в дальнейшем во всех случаях, которые с достаточным основанием можно считать аналогичными.

Представляется целесообразным разделить все экспериментальные данные на три группы — возмущение основных, низких возбужденных и высоких возбужденных состояний. В отличие от низких возбужденных состояний, высокими мы будем называть те состояния, из которых возможна однофотонная ионизация при фиксированной частоте возмущающего поля.

а) Исследование возмущения основных состояний. Основные состояния атомов имеют минимальную ширину и их сдвиг может быть обнаружен при напряженностях возмущающих полей порядка  $1 \text{ в/см}$ . Для создания таких полей могут быть использованы

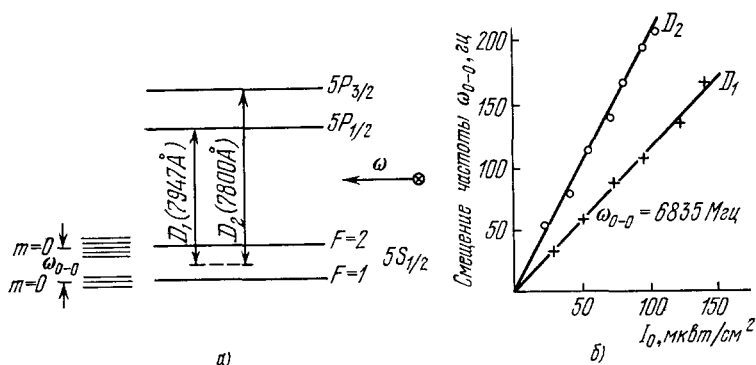


Рис. 17. Схема уровней атома  $\text{Rb}^{87}$  (а) и зависимость смещения частоты сверхтонкого перехода  $\omega_{0-0}$  от интенсивности возмущающего света (б).

непрерывные источники излучения, что сильно облегчает задачу обеспечения пространственной однородности распределения излучения на мишени и поддержания неизменной во времени его интенсивности.

Первую группу составляют эксперименты, в которых исследовались переходы между подуровнями основного состояния (подуровни зеемановской или сверхтонкой структуры). В этих экспериментах могла быть измерена только разность смещений двух подуровней, а смещение центра тяжести основного состояния не могло быть измерено. Первые опыты, проведенные методом двойного радиооптического резонанса, качественно показали возможность измерения сдвигов порядка  $1 \text{ гц}$  на примере магнитных подуровней основного состояния атома ртути <sup>70, 71</sup>. Исследовалась зависимость частоты зеемановского расщепления от наличия возмущающего оптического излучения двух циркулярных поляризаций. Знак изменения зеемановской частоты различен для возмущающего поля различной поляризации, так как при поляризации  $\sigma^+$  возмущается в основном подуровень  $m = -1/2$ , а при  $\sigma^-$  — подуровень  $m = +1/2$ . Уширение резонансов не наблюдается, что хорошо объясняется расчетами (см. раздел 10, формула (24)).

Количественные данные о смещении основных состояний атомов световым полем были получены в работе <sup>72</sup>. В этих экспериментах тем же методом двойного СВЧ- и оптического резонансов исследовалось смещение частоты сверхтонкого 0—0-перехода основного состояния атомов  $\text{Rb}^{87}$  (рис. 17). Возмущение частоты сверхтонкого перехода осуществлялось

излучением высокочастотной рубидиевой лампы с шириной спектральной линии порядка  $10^{-2} \text{ см}^{-1}$  и средней частотой, близкой к частотам резонансных линий  $D_1$  и  $D_2$  поглощения главного дублета атомов рубидия (разность частот порядка  $10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ). Подуровни сверхтонких уровней с  $m = 0$  не смещаются в постоянном магнитном поле (земное и лабораторные поля), поэтому линия 0—0-перехода имеет наименьшую ширину, составляющую при использованных в эксперименте концентрациях атомов порядка  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  около 100 гц. На рис. 17, б представлены измеренные и рассчитанные зависимости смещения частоты сверхтонкого перехода 0—0 от интенсивности возмущающего неполяризованного излучения. В этом расчете разная величина нерезонансности частот возмущающего

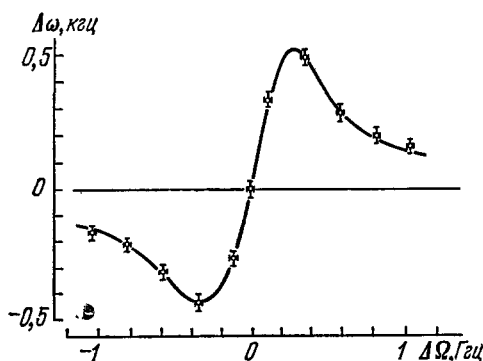


Рис. 18. Зависимость смещения частоты 0—0-перехода в атоме цезия  $\Delta\omega$  от разности частот лазера и линии поглощения  $\Delta\Omega$  <sup>73</sup>.

Недавно появилась работа <sup>73</sup>, в которой исследовалось смещение частоты 0—0-сверхтонкого перехода атома цезия ( $\omega = 9192,63 \text{ Мгц}$ ) в поле излучения непрерывного GaAs лазера с длиной волны, близкой к длине волны  $D_2$  линии поглощения Cs (8521 Å). Было обнаружено, что при малых смещениях линии ее форма не изменяется, а знак и зависимость величины смещения частоты  $|\Delta\omega|$  от разности частот  $\Delta\Omega = \omega_0 - \omega_{21}$  лазера и линии поглощения Cs хорошо согласуются с предсказаниями теории (рис. 18).

Рассмотренная группа экспериментов характерна тем, что в них исследовалась разность смещений двух уровней основного состояния. Смещение основного уровня было исследовано на примере атома натрия методом двухфотонной спектроскопии во встречных пучках <sup>74</sup>. В этих опытах производилось двухфотонное возбуждение перехода  $3S_{1/2} - 4D_{5/2}$  в парах Na встречными пучками двух непрерывных лазеров на растворах красителей с длинами волн  $\lambda = 589$  и  $569 \text{ нм}$ . Факт возникновения двухфотонных переходов контролировался наблюдением флуоресценции на переходе  $4P - 3S$  (330 нм), возникающей в результате спонтанной релаксации  $4D$ -состояния (рис. 19). Смещение основного уровня  $3S_{1/2}$  индуцируется главным образом светом с длиной волны 589 нм, близкой к длине волны перехода  $3S - 4P$ . Поэтому, делая интенсивность возбуждающего поля с длиной волны 589 нм значительно больше, чем интенсивность второго поля и измеряя изменение частоты двухфотонного возбуждения, можно было исследовать смещение основного уровня (см. рис. 19). Наблюдаемый сдвиг уровня  $3S_{1/2}$  был значительно меньше доплеровского уширения; его измерение без использования встречных

излучения и атомных D-линий (соответствующие им виртуальные переходы вносят основной вклад в смещение уровней основного состояния) учитывалась, считая, что каждая из гармоник смещает основной уровень независимо, и суммируя вклады различных гармоник с весом, зависящим от их резонансности и интенсивности. Из рис. 17, б видно, что расчет хорошо воспроизводит экспериментальную зависимость. Это совпадение демонстрирует возможность достаточно точного расчета смещения сверхтонких переходов по теории возмущений во втором порядке суммированием вкладов различных гармоник в сдвиг уровня.

пучков света было бы невозможно. Величина измеренного смещения уровня удовлетворительно описывается расчетом в двухуровневом приближении.

Заканчивая обсуждение результатов исследования возмущения основных состояний атомов, следует отметить, что все рассмотренные эксперименты выполнены в условиях, когда основной вклад в возмущение основного уровня вносил лишь один виртуальный переход с хорошо известной

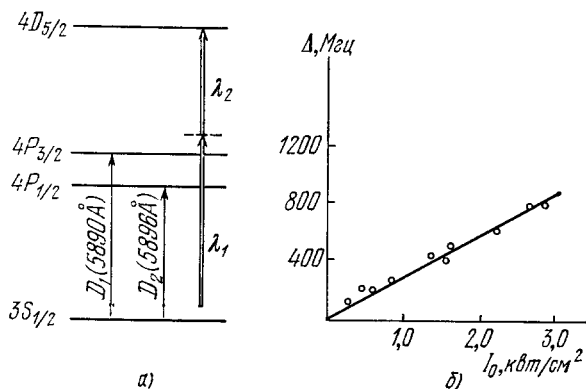


Рис. 19. Схема уровней атома натрия (а) и зависимость смещения уровня  $3S$  основного состояния атома натрия от интенсивности возмущающего излучения (б).

силой осциллятора. Из удовлетворительного совпадения результатов расчетов с экспериментальными данными пока преждевременно делать достаточно общие выводы об оптимальности методов расчета, так как экспериментальные данные очень бедны.

б) Исследование возмущения нижних возбужденных уровней. Характерной особенностью экспериментов по исследованию нижних возбужденных уровней является отсутствие канала однофотонной ионизации из возбужденного состояния. Значительная естественная ширина возбужденных состояний (обусловленная процессом спонтанной релаксации этих состояний) приводит к необходимости использования полей большой напряженности для реализации возмущения, превышающего эту ширину. Речь идет о напряженности поля, большей  $10^4 \text{ в·см}^{-1}$ , которая может быть реализована лишь при использовании лазерного излучения.

В работе<sup>26</sup> поляризационным методом исследовано расщепление  $D_1$  и  $D_2$  линий главного дублета атомов калия  $K^{39}$  (переходы  $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$  и  $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$  соответственно) в линейно и циркулярно поляризованном поле излучения рубинового лазера. В этих экспериментах использовался лазер, работающий в режиме генерации многих поперечных мод без их синхронизации с полной шириной спектральной линии около  $10^{-2} \text{ Å}$ . Длина волны излучения рубинового лазера близка к длине волны перехода  $4P_{3/2} - 6S_{1/2}$  ( $\lambda = 6939 \text{ Å}$ ), так что при линейной поляризации лазерного излучения должна расщепляться только  $D_2$ -линия вследствие смещения подуровней  $\pm 1/2$  уровня  $4P_{3/2}$  (рис. 20), а в поле циркулярной поляризации как  $D_2$ , так и  $D_1$ , причем расщепление во втором случае должно быть гораздо меньше. Эксперимент качественно подтвердил эти представления.

Количественное исследование смещения  $D_1$ - и  $D_2$ -линий атома калия было выполнено методом поглощения вспомогательного света<sup>13</sup>. В этих экспериментах использовалось линейно поляризованное возмущающее поле излучения рубинового лазера ( $\lambda = 9642,5 \text{ \AA}$ ) с шириной спектральной линии около  $10^{-2} \text{ \AA}$ . Лазер работал в режиме генерации многих поперечных мод без синхронизации фаз для достижения максимальной пространственной однородности распределения его интенсивности. Была установлена квадратичная зависимость смещения частоты центра тяжести указанных линий поглощения от напряженности поля лазерного излучения до величины  $\mathcal{E} = 5 \cdot 10^5 \text{ в/см}^{-1}$  и измерены константы

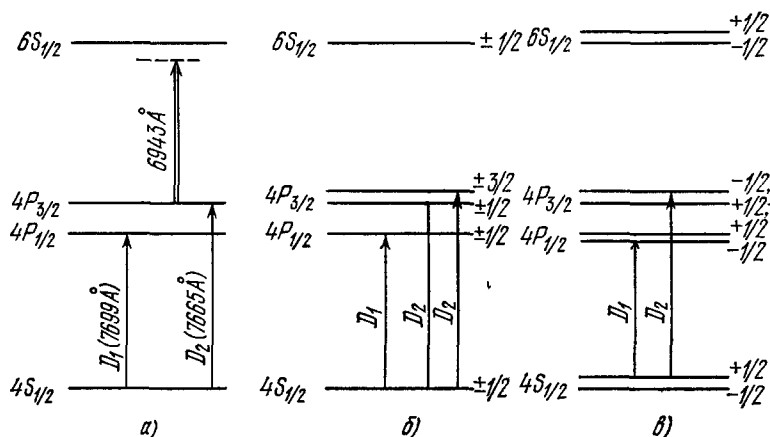


Рис. 20. Расщепление уровней калия в поле излучения рубинового лазера.

а) Схема невозмущенных уровней, б) схема уровней в лазерном поле линейной поляризации, в) схема уровней в лазерном поле циркулярной поляризации.

смещения  $\alpha(D_1) = (0,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}/\text{в}^2 \text{ см}^{-2}$  и  $\alpha(D_2) = 1,0 \pm 0,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}/\text{в}^2 \text{ см}^{-2}$ . В пределах точности измерений константы описываются расчетами<sup>17</sup>, учитывающими рассмотренные уровни. В этих экспериментах было обнаружено значительное уширение  $D$ -линий по сравнению с их смещением. Между тем по оценкам, использующим соотношения, приведенные для монохроматического поля в § 8, уширение должно быть по крайней мере на два порядка меньше, чем смещение. В работе<sup>75</sup> было сделано предположение, что это уширение обусловлено амплитудной модуляцией возмущающего поля. Это предположение было подтверждено<sup>76</sup> на примере изменения формы  $D_2$ -линии в спектре поглощения атома рубидия ( $7800 \text{ \AA}$ ) в поле излучения многомодового лазера на красителе с шириной спектра порядка  $1 \text{ \AA}$  и длиной волны, близкой к длине волны  $D_1$ -линии ( $7947 \text{ \AA}$ ). Под действием возмущающего поля наблюдалось уширение  $D_2$ -линии до величины около  $10 \text{ \AA}$  и примерно такое же смещение ее центра тяжести. Заметим, что столь большое уширение не может быть обусловлено неоднородностью пространственно-временного распределения излучения.

Методом релаксации возбужденного состояния измерено смещение резонансных линий  $\lambda = 5461 \text{ \AA}$  (переход  $7^3S_1 - 6^3P_2$ ) и  $\lambda = 4358 \text{ \AA}$  (переход  $7^3S_1 - 6^3P_1$ ) атомов ртути в поле излучения неодимового лазера ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ )<sup>23, 24</sup>. Использовалось многомодовое лазерное излучение без синхронизации мод с шириной спектральной линии около  $10 \text{ \AA}$  и линейной поляризацией. Исследуемые линии соответствуют переходам с одного

и того же уровня  $7^3S_1$  (рис. 24). Было установлено, что линии смещаются в коротковолновую область пропорционально квадрату напряженности светового поля, причем абсолютная величина смещения обеих линий одинакова в пределах точности эксперимента ( $\approx 15\%$ ); это позволило авторам работ сделать вывод, что смещение связано в основном со смещением уровня  $7^3S_1$ . Расчет сдвига резонансной линии  $5461 \text{ \AA}$  светом  $1,06 \text{ мкм}$  показал, что сдвиг линии действительно определяется сдвигом верхнего  $7^3S_1$  уровня Hg, поляризуемость которого больше чем на порядок превышает поляризуемость нижнего  $6^3P_2$  уровня <sup>35</sup>. Сравнение наблюдаемых и рассчитанных сдвигов линии  $5461 \text{ \AA}$  (табл. I) показывает, что измеренные значения сдвигов удовлетворительно описываются расчетами, однако они систематически несколько меньше теоретических, причем различие увеличивается с увеличением интенсивности возмущающего лазерного излучения. Одной из возможных причин этого различия может быть насыщение линии вследствие немонахроматичности возмущающего лазерного излучения.

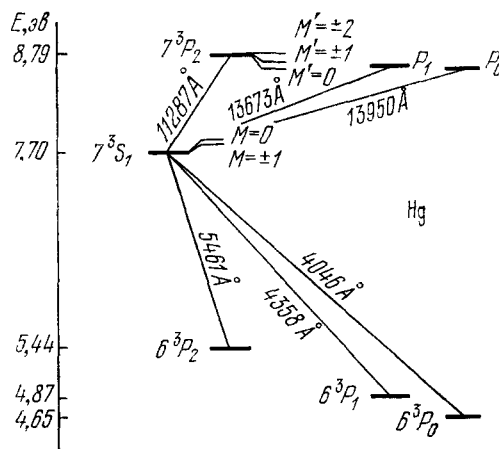


Рис. 24. Схема переходов в спектре атома ртути.

Таблица I

Сравнение измеренного и рассчитанного смещения состояния  $7^3S_1$  в атоме ртути излучением с  $\lambda=1,06 \text{ мкм}$

Напряженность поля, $\text{в. см}^{-1}$	$\Delta E_{\text{эксп.}} \text{ см}^{-1} \text{ }^{23}$	$\Delta E_{\text{теор.}} \text{ см}^{-1} \text{ }^{35}$	Напряженность поля, $\text{в. см}^{-1}$	$\Delta E_{\text{эксп.}} \text{ см}^{-1} \text{ }^{23}$	$\Delta E_{\text{теор.}} \text{ см}^{-1} \text{ }^{35}$
$1,5 \cdot 10^5$	0,085	0,098	$4,3 \cdot 10^5$	0,44	0,65
$3,5 \cdot 10^5$	0,34	0,49	$6,0 \cdot 10^5$	0,88	1,3

Резюмируя общее состояние исследований возмущения низких возбужденных уровней, остается с сожалением отметить исключительно бедный экспериментальный материал. Между тем результаты работ, обсуждавшиеся выше, подтверждают широкие возможности использованных методов и указывают на большую точность экспериментальных данных.

в) Исследование возмущения верхних возбужденных уровней. В соответствии с принятой классификацией верхними называются связанные электронные состояния, из которых открыт канал однофотонной ионизации при рассматриваемой частоте возмущающего поля. Высокая напряженность поля, необходимая для наблюдения возмущения высоковозбужденных состояний, обуславливает малое время жизни в этих состояниях по отношению к процессу ионизации. Поэтому вне зависимости от того процесса, в результате которого атом оказался в возбужденном состоянии, наблюдение этого состояния по поглощению или излучению света практически трудно осуществить. Однако в этом случае для наблюдения возмущения можно использовать метод резонансной многофотонной ионизации.

Опубликованы результаты трех измерений <sup>77-79</sup>, выполненных этим методом (табл. II). Четырехфотонный резонанс при пятифотонной ионизации из метастабильного состояния  $2^3S$  атома гелия наблюдался методом измерения зависимости  $W$  ( $\mathcal{E}$ ) при ряде фиксированных частот излучения.

Таблица II

Поляризуемость перехода  $\alpha_{0,r}$  в поле линейной поляризации (результаты экспериментов)

Атом	$0 \rightarrow r$	$h\omega$ , ае	$\sim \mathcal{E}$ , в.см <sup>-1</sup>	$\alpha_{0,r}$ , ат. ед.	Литература
He *	$2^1S - 6^1S$	1,78	$5 \cdot 10^5$	5600	79
He *	$2^3S - 14^3S$	1,17	$10^6$	$\sim 10\,000$	77
Cs	$6S - 6F$	1,17	$10^6$	580	78

В обоих других случаях измерялась зависимость  $W$  ( $\omega$ ) при ряде фиксированных значениях напряженности поля. Все указанные эксперименты выполнены при линейной поляризации излучения.

Обратим внимание на некоторые особенности исследованных переходов. В эксперименте с атомом Cs использовался одночастотный лазер. В атоме цезия резонансное состояние  $6F$  представляет собой дублет  $6F_{5/2}$ ,

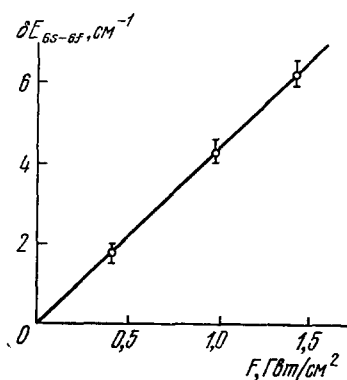


Рис. 22. Зависимость изменения энергии перехода  $6S - 6F$  в атоме цезия от интенсивности излучения <sup>78</sup>.

$6F_{7/2}$  с величиной расщепления в отсутствии поля около  $0,1 \text{ см}^{-1}$ . В условиях наблюдения трехфотонного резонанса, при напряженности поля  $1 \cdot 10^6 \text{ в.см}^{-1}$ , взаимодействие с полем гораздо больше спин-орбитальной связи, так что дублет  $6F$  можно рассматривать как единый уровень, полный момент которого совпадает с его орбитальным моментом. В линейном поле уровень  $6F$  должен расщепляться на 4 компоненты, характеризующие магнитными квантовыми числами  $m = 0, 1, 2, 3$ . Трехфотонный переход из начального состояния  $6S$  ( $m = 0$ ) разрешен лишь на резонансное состояние  $6F$  ( $m = 0$ ) т. е. должен наблюдаться один резонансный максимум, что подтверждается экспериментальными данными. Заметим также, что расчет <sup>35</sup> дает следующие значения для действительной части динамической поляризуемости  $\alpha(6S) = -350 \text{ а. е.}$  и  $\alpha(6F) = 625 \text{ а. е.}$ , т. е.

в суммарную поляризуемость перехода  $6S - 6F$  сравнимый вклад вносит поляризуемость основного состояния. Измеренная зависимость энергии перехода  $6S - 6F$  от интенсивности света приведена на рис. 22.

Данные о возмущении перехода  $2^3S - 14^3D$  в атоме гелия, приведенные в табл. II, являются наиболее достоверным примером среди большого количества данных о четырехфотонных переходах из состояния  $2^3S$  в высокие  $S$  и  $D$  состояния, полученных в цикле работ, посвященных изучению резонансной пятифотонной ионизации метастабильного гелия <sup>80</sup>. Использовался многомодовый лазер с шириной спектра порядка  $3 \text{ см}^{-1}$ .

Эксперимент по трехфотонной ионизации из метастабильного синглетного состояния атома гелия излучением многомодового рубинового лазера ( $\Delta\omega \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ ), в котором осуществляется промежуточный двухфотонный резонанс <sup>79</sup>, интерпретировать наиболее трудно. Как уже говорилось выше, так как в этом выделенном случае полевая зависимость



резонансного и нерезонансного возмущения одинакова ( $\sim \mathcal{E}^2$ ), то априорно нельзя утверждать, какой эффект доминирует. Изменение энергии перехода  $2^1S - 6^1S$  пропорционально квадрату напряженности поля (рис. 23), однако константа  $\alpha$  на порядок величины больше, чем дает расчет, выполненный методом теории возмущений<sup>35</sup>.

В поле циркулярной поляризации проведен лишь один эксперимент с тем же переходом  $6S - 6F$  в атоме цезия<sup>81</sup>. При строго фиксированной величине напряженности поля  $10^6$  в.с.м<sup>-1</sup> наблюдался резонанс при линейной и циркулярной поляризации света (рис. 24). Наблюдаемое изменение энергии перехода существенно зависит от поляризации излучения. Экспериментальные данные для циркулярной поляризации (в предположении о квадратичной зависимости возмущения от поля)

дают следующее значение динамической поляризуемости:  $\alpha(6S - 6F) = (9,4 \pm 3,2) \cdot 10^2$  а. е. В поле циркулярной поляризации уровень  $6F$

(спин-орбитальным взаимодействием можно пренебречь по сравнению с взаимодействием с полем) расщепляется на семь подуровней, соответствующих состояниям с определенным значением проекции полного момента на вектор распространения волны ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ). Трехфотонный резонансный переход ( $\Delta m = \pm 1$ ) будет происходить из основного состояния  $6S$  ( $m = 0$ ) в состояние  $6F$  ( $m = \pm 3$ ), где знак определяется знаком (правая — левая) круговой поляризации поля. Так как возмущение основного ( $6S$ ) состояния не зависит от поляризации поля, то зависимость изменения энергии перехода  $6S - 6F$  от поляризации обусловлена различием поляризуемости подуровней  $6F$  ( $m = 0$ ) (в линейном поле) и  $6F$  ( $m = \pm 3$ ) (в циркулярном поле).

Вернемся к табл. I, суммирующей все количественные результаты. Во-первых, видно, что возмущение пропорционально квадрату напряженности поля. Во-вторых, в двух последних случаях, когда априорно ясно, что возмущение носит нерезонансный характер, величина, на которую изменяется энергия перехода, с удовлетворительной точностью предсказывается расчетами.

г) В ы в о д ы. Если попытаться суммировать все данные, которые касаются возмущения изолированных атомных уровней

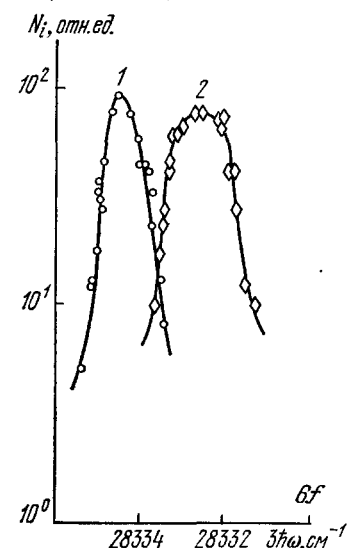


Рис. 24. Резонансное возрастание выхода ионов  $Ni$  (в отн. ед.) при четырехфотонной ионизации атома цезия, при возникновении промежуточного трехфотонного резонанса между основным состоянием  $6S$  и состоянием  $6F$  в поле циркулярной (1) и линейной (2) поляризации и фиксированной напряженности.

$6F$  — частота перехода в отсутствие поля.

ней в световом поле, то можно сделать ряд выводов.

Первое, на что необходимо обратить внимание — это на хорошее качественное и количественное согласие теоретических предсказаний,

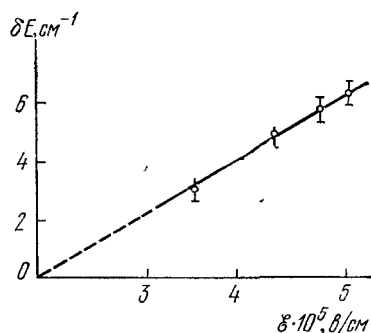


Рис. 23. Зависимость изменения энергии перехода  $2^1S - 6^1S$  в атоме гелия от интенсивности красного света рубинового лазера<sup>79</sup>.

оценок и расчетов практически со всеми экспериментальными данными. Однако было бы ошибкой переоценить эту оптимистическую ситуацию, так как второе, что не вызывает сомнений, — это исключительная трудность экспериментального материала, сводящегося к двум-трем примерам для каждого случая. Желательно расширение экспериментальных данных, в первую очередь количественных данных о сдвигах, а также данных о уширении, которые полностью отсутствуют. Третий вывод, который можно сделать, касается важности дальнейших исследований роли немонотонности возмущающего поля. Наконец, в этой главе ничего не говорилось о тех границах по амплитуде возмущения и тем самым по напряженности поля, до которой возмущение изолированного уровня описывается первым (квадратичным по полю) членом разложения динамической поляризуемости. Этот вопрос рассматривается в шестой главе.

#### IV ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЕ ПОЛЕ

##### 12. Несохранение проекции орбитального момента. Теорема Крамерса для переменного поля

Если атом помещен во внешнее поле, сферическая симметрия атомного гамильтониана нарушается, и полный момент не сохраняется. Известно, например, что для спин-орбитального мультиплетта увеличивающееся магнитное поле разрывает  $LS$ -связь, и эффект Зеемана переходит в эффект Пашена — Бака. Это соответствует тому, что в слабом поле полный момент атома продолжает приблизительно оставаться хорошим квантовым числом, и это приближение тем лучше, чем слабее поле. В сильном поле полный момент атома уже не сохраняется, и квазистационарные состояния являются суперпозициями состояний с разными моментами. Аналогичный переход от слабого электрического постоянного поля, энергия взаимодействия с которым значительно меньше тонкого расщепления, к сильному, в котором имеет место обратное соотношение, наблюдается и в эффекте Штарка в атоме водорода, как переход от квадратичного эффекта к линейному<sup>82</sup>. Однако в случае постоянных полей — электрического или магнитного — остается цилиндрическая симметрия гамильтониана, связанная с направлением напряженности внешнего поля. Поэтому проекция момента на ось симметрии продолжает сохраняться, и уровни можно классифицировать магнитным квантовым числом при любой напряженности поля. Это обстоятельство хорошо известно в теории эффектов Штарка и Зеемана<sup>7, 83</sup>.

Принципиально новым моментом, специфическим для переменных полей, является возможность создания полей, не обладающих и осевой симметрией, а именно, полей эллиптически поляризованных. Квазистационарные состояния атома в таком поле являются суперпозицией состояний с различными магнитными квантовыми числами. Поскольку в отсутствии поля магнитные подуровни вырождены, в принципе, наблюдение несохранения проекции момента возможно в сколь угодно слабых полях; ограничения налагаются лишь возможностью экспериментальной регистрации наблюдаемых явлений.

Вывясним прежде всего характер расщепления уровней в эллиптически поляризованном переменном поле. Напомним, что в постоянном электрическом поле произвольной конфигурации, согласно известной теореме Крамерса, все квантовые состояния системы с нечетным числом электронов по крайней мере двукратно вырождены<sup>1</sup>. При линейной поляризации переменного поля остается двукратное вырождение уровней по знаку проекции момента, кроме уровня  $M = 0$ , который может быть у атома с четным

числом электронов, тогда как в циркулярно поляризованном поле вырождение снимается полностью. Обобщая эти результаты, можно утверждать, что в эллиптически поляризованном поле вырождение снимается полностью, если только эллипс не вырождается в прямую, поскольку в таком поле отлична от нуля псевдоскалярная величина — степень круговой поляризации излучения<sup>84</sup>. В результате можно следующим образом обобщить теорему Крамерса на случай наличия переменного электромагнитного поля: «квазистационарные состояния квантовой системы с нечетным числом электронов в переменном электромагнитном поле с отсутствующей круговой поляризацией по крайней мере двукратно вырождены». Это утверждение непосредственно следует также из явного вида уравнений, описывающих поведение атомов<sup>85</sup> и молекул<sup>86</sup> в эллиптически поляризованном поле.

Несмотря на то, что в эллиптически поляризованном переменном поле, как и в постоянном магнитном поле, происходит расщепление уровня с моментом  $J$  на  $2J + 1$  подуровень, имеется существенное отличие между этими полями по характеру расщепления. Именно, в магнитном поле наблюдается эквидистантное расстояние между подуровнями, определяемое  $g$ -фактором уровня<sup>83</sup>, тогда как в поле волны расстояние между подуровнями не постоянно и относительные расстояния изменяются при изменении степени эллиптичности. К сожалению, относительные интенсивности компонент линии спонтанного излучения и поглощения слабого света, расщепленной сильным полем волны, как и само расщепление, не могут быть заранее предсказаны теоретически в достаточно общем виде, подобно случаю зеemanовского мультиплетта. Расчеты необходимо проводить для каждого отдельного уровня каждого атома, причем точность таких расчетов определяется точностью вычисления динамической поляризуемости данного уровня.

### 13. Квазистационарные состояния

Перейдем теперь к описанию атома в эллиптически поляризованном поле. Для этого из полной системы уравнений (7) выделим уравнения, относящиеся к рассматриваемому уровню с моментом  $J$  (остальные квантовые числа этого уровня по-прежнему обозначаем через  $v_0$ ):

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{a}_{v_0 J M} = & \sum_{M'} V_{v_0 J M, v_0 J M'}(t) a_{v_0 J M'} + \\ & + \sum_{v j m \neq v_0 J M} V_{v_0 J M, v j m}(t) e^{i\omega_{v_0 J v j} t} a_{v j m}, \\ i\hbar \dot{a}_{v j m} = & \sum_m V_{v j m, v_0 J M}(t) e^{i\omega_{v j, v_0 J} t} a_{v_0 J M} + \\ & + \sum_{v' j' m'} V_{v j m, v' j' m'} e^{i\omega_{v' j, v' j'} t} a_{v' j' m'}, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $v, j, m$  — квантовые числа виртуальных состояний. Из физических соображений ясно, что если вначале атом находился на уровне  $v_0 J$ , который не резонирует на частотах  $\omega$  и  $2\omega$  с другими уровнями, все остальные уровни, кроме  $v_0 J$ , можно рассматривать в качестве виртуальных, и учесть их вклад в состояния  $v_0 J$  по теории возмущений. Для этого опустим в правой части второго уравнения (22) второе слагаемое, и проинтегрируем полученное уравнение по времени. Коэффициенты  $a_{v_0 J M}$  медленно (по сравнению с  $e^{i(\omega_{v_0 J, v j} \pm \omega)t}$ ) изменяются во времени, и их можно вынести из-под интеграла. Подставляя результат в первое уравнение (22) и оставляя в нем только медленно изменяющиеся функции времени,

получим

$$\dot{a}_{v_0 JM} = \frac{i}{4\hbar} S_{vjm, M'} \left[ \frac{\langle v_0 JM | \vec{d} \vec{\mathcal{E}}_0^* | vjm \rangle \langle vjm | \vec{d} \vec{\mathcal{E}}_0 | v_0 JM' \rangle}{\omega_{vj, v_0 J} - \omega - i\lambda} + \right. \\ \left. + \frac{\langle v_0 JM | \vec{d} \vec{\mathcal{E}}_0 | vjm \rangle \langle vjm | \vec{d} \vec{\mathcal{E}}_0^* | v_0 JM' \rangle}{\omega_{vj, v_0 J} + \omega - i\lambda} \right] a_{v_0 JM}. \quad (23)$$

В уравнениях (22) замешиваются состояния с разными проекциями момента атома. Если обычная поляризуемость (10) совпадает с когерентной частью тензора несмещенного рассеяния (22), соответствующей рассеянию света без изменения состояния атома ( $M = M'$ ), то в уравнениях (22) возникает и некогерентная часть тензора рассеяния, отвечающая переориентации магнитного момента атома в пространстве ( $M \rightarrow M' \neq M$ ). В этом состоит физическое содержание добавочных членов: процессы рассеяния, сопровождаемые изменением направления магнитного момента атома, также участвуют в формировании квазистационарных состояний атома в поле.

Отделяя в уравнениях (22) угловые части, можно записать эти уравнения в матричном виде следующим образом<sup>85</sup>:

$$\dot{\hat{a}} = \frac{1}{4} E Q^{(J)} \hat{a}, \quad \hat{a} = (a_{-J}, \dots, a_J), \\ Q_{MM}^{(J)} = u_J - v_J A M + w_J M^2, \\ Q_{M, M-2}^{(J)} = Q_{M-2, M}^{(J)} = -\frac{l}{2} w_J \sqrt{[J^2 - (M-1)^2] (J+M) (J+2-M)},$$

где  $E = \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_0^*$  — интенсивность излучения, параметры  $u$ ,  $w$  и  $v$  определены в § 8,  $l$  и  $A$  — степени линейной и циркулярной поляризации волны соответственно; поскольку волна предполагается полностью поляризованной,  $l^2 + A^2 = 1$ . Случаю правой (левой) круговой поляризации соответствует  $A = 1$  ( $-1$ ),  $l = 0$ ; линейной поляризации —  $l = 1$ ,  $A = 0$ .

Решение уравнений (23) может быть представлено через собственные векторы матрицы  $\hat{Q}$

$$\hat{Q} \hat{f}^{(r)} = \alpha_r \hat{f}^{(r)}, \quad r = 1, 2, \dots, 2J+1, \quad (24)$$

в следующем виде:

$$\hat{a}(t) = \sum_{r=1}^{2J+1} C_r e^{\frac{1}{4} i \alpha_r E t} \hat{f}^{(r)}, \quad (25)$$

где  $C_r$  — постоянны, определяемые из начальных условий.

Подставляя эту формулу в (23), получим для волновой функции атома в поле следующее выражение:

$$\psi(t) = \sum_r C_r e^{i[E v_0 J - (\alpha_r E/4)] t} \Phi_{v_0 J}^{(r)}, \\ \Phi_{v_0 J}^{(r)} = \sum_M f_M^{(r)} |v_0 JM\rangle. \quad (26)$$

Функции  $\Phi_{v_0 J}^{(r)}$  являются, таким образом, волновыми функциями искомых квазистационарных состояний атома в поле, а собственные числа  $\alpha_r$  матрицы  $\hat{Q}$  — поляризуемостями этих состояний. Нахождение спектра атома в поле сводится к нахождению спектра матрицы  $\hat{Q}$ .

Рассмотрим некоторые свойства этой матрицы. Прежде всего заметим, что  $\hat{Q}$  разбивается в прямую сумму двух 3-диагональных матриц, каждая из которых смешивает состояния с  $|\Delta M| = 2, 4, \dots$ . Этот факт, очевидно, следует из выбора оси квантования вдоль направления распространения волны. Возмущение спектра определяется виртуальными

двухквантовыми процессами типа «поглощение — излучение» и «излучение — поглощение», причем после каждого такого процесса квантовое число атома  $M$  либо не изменяется, либо изменяется на  $\pm 2$ , так как в волне присутствуют только фотоны с проекцией момента на ось  $\pm 1$ . Отметим также, что рассматриваемое свойство матрицы можно связать с оставшейся симметрией эллиптически поляризованного поля: поворот вокруг волнового вектора на  $180^\circ$  не изменяет симметрии поля. Поэтому эффективный гамильтониан атома в поле, каковым фактически и является матрица  $\hat{Q}$ , не может иметь отличные от нуля матричные элементы между состояниями с  $|\Delta M| = 1, 3, \dots$ , так как при повороте на  $180^\circ$  эти матричные элементы изменяют знак, а гамильтониан не должен изменяться. Матрица  $\hat{Q}$  является симметричной, поэтому ее собственные векторы ортогональны:  $\sum_M f_n^{(r)} f_M^{(r')} = S_{rr'}$ . Отсюда, кстати, могут быть в неко-

торых случаях найдены постоянные  $C_r$ : если в начальный момент времени атом находился в состоянии  $M_0$ , то  $C_r = f_{M_0}^{(r)}$ . Если параметры  $u, v$  и  $w$  — действительные, то симметричность матрицы  $\hat{Q}$  разнзначна ее самосопряженности, и квазистационарные состояния  $\Phi^{(r)}$  взаимно ортогональны. Как мы уже знаем, действительность этих параметров имеет место в том случае, когда невозможна однофотонная ионизация атома из состояний  $\nu_0 J$ , т. е. когда величина  $i\hbar$  в знаменателях (23) может быть опущена. Если же канал однофотонной ионизации открыт, параметры  $u, v$  и  $w$  становятся комплексными, матрица  $Q$  перестает быть самосопряженной, и квазистационарные состояния атома в поле оказываются взаимно не ортогональными. Это означает, что если в начальный момент  $t_1$  атом находился в состоянии  $r_1$ , то в момент  $t_2 > t_1$  он может быть обнаружен в состоянии  $r_2 \neq r_1$ .

В линейно или циркулярно поляризованном поле как связанные состояния атома, так и состояния непрерывного спектра, характеризовались числами  $M$ . Данное квазистационарное состояние, имеющее проекцию момента  $M$ , могло распасться после поглощения фотона сильного поля только в «свой» канал, в котором состояния имеют проекцию момента либо  $M$ , — при линейной поляризации, либо  $M \pm 1$ , — при правой (левой) поляризации. Таким образом, квазистационарные состояния и состояния непрерывного спектра находились во взаимно однозначном соответствии. В эллиптически поляризованном поле, где нет правил отбора по  $M$ , нет и взаимно однозначного соответствия квазистационарных состояний и состояний непрерывного спектра: разные квазистационарные состояния могут распадаться в один и тот же канал. Если же два состояния  $r_1$  и  $r_2$  не ортогональны одному и тому же состоянию непрерывного спектра, то они обычно и не ортогональны между собой. Неортогональные перекрывающиеся состояния обладают рядом интересных свойств, которые могут проявляться при их распаде и возбуждении, а также при резонансном рассеянии на них<sup>87</sup>. В частности, сечение резонансного рассеяния нельзя уже представить в виде суммы резонансных сечений на каждом отдельном уровне. Возникающие интерференционные члены могут привести даже к равенству нулю сечения при определенных энергиях.

#### 14. Результаты расчетов и экспериментов

Для атомных уровней с моментами  $J = 0, 1/2$  не возникает недиагональных матричных элементов  $\hat{Q}$ , поэтому собственные числа этой матрицы совпадают с ее диагональными элементами. Для уровней с моментами  $1$  и  $3/2$  нахождение спектра сводится к решению простых квадратных уравнений. Соответствующие формулы, выражающие спектр и квазистационарные состояния через параметры  $u, v, w$ , приведены в работе<sup>85</sup>. В случае уровней с большими моментами спектр и квазистацио-

нарные состояния можно найти численно. На рис. 25 изображено поведение действительных частей поляризуемостей квазистационарных подуровней 4f-уровня атома калия в поле излучения неодимового лазера. Параметры  $u$ ,  $v$  и  $w$  были рассчитаны в модели квантового дефекта. Значениям  $\theta = 0, \frac{\pi}{2}$  отвечает правая (левая) циркулярная поляризация. В этом случае проекция момента на направление распространения

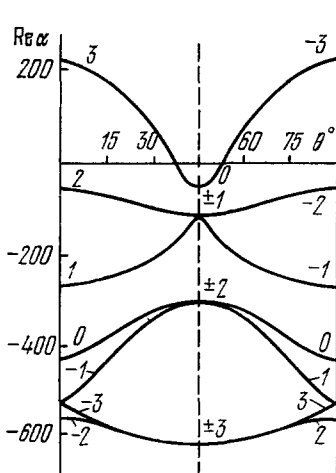


Рис. 25. Поляризуемость квазистационарных подуровней 4f-уровня атома калия в эллиптически поляризованном поле. Линейная и круговая поляризации выражаются через угол  $\theta$  следующим образом:  $l = \sin 2\theta$ ,  $A = \cos 2\theta$ .

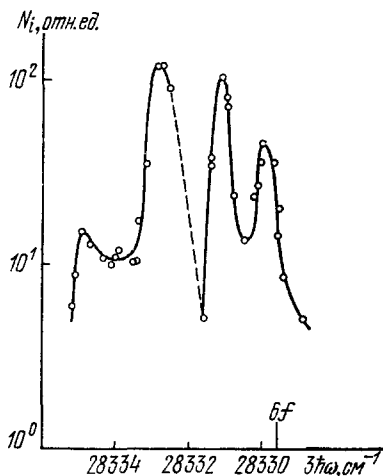


Рис. 26. Трехфотонные резонансы с подуровнями состояния 6f в атоме цезия, спектр которого возмущен эллиптически поляризованным световым полем<sup>88</sup>.

волны сохраняется, и соответствующие значения  $M$  приведены на рисунке слева и справа. Значение  $\theta = \frac{\pi}{4}$  соответствует линейной поляризации. В этом случае сохраняется проекция момента на направление поляризации (показаны на рисунке у штриховой линии); кроме того, все уровни, кроме  $M = 0$ , оказываются дважды вырожденными по знаку  $M$ . Одна из двух подматриц, на которые распадается матрица  $\hat{Q}$ , смешивает 3 состояния  $M = \pm 2, 0$ , а вторая — 4 состояния:  $M = \pm 1, \pm 3$ . При линейной поляризации совпадающими оказываются собственные числа разных подматриц.

Экспериментально возмущение атомного спектра в эллиптически поляризованном поле наблюдалось в работе<sup>88</sup> методом резонансной многофотонной ионизации. Исследовалась 4-фотонная ионизация атома цезия излучением неодимового лазера с изменяемой частотой генерации. Степень эллиптичности излучения определялась углом  $\theta = 32^\circ$ . После поглощения атомом цезия трех фотонов возможно возникновение резонансов с магнитными подуровнями уровня 6f. На рис. 26 показана дисперсионная зависимость вероятности 4-фотонной ионизации от частоты излучения лазера. Вообще говоря, уровень 6f расщепляется на  $2J + 1 = 7$  подуровней, однако, в соответствии с общей теорией, заселяются при 3-фотонном поглощении только 4 подуровня, которые возникают от перемешивания полем состояния  $M = \pm 1, \pm 3$ . Подуровни  $M = \pm 2, 0$  перемешиваются независимо, и в рассматриваемом процессе не заселяются. Экспериментальное наблюдение именно четырех резонансов на дисперсионной кривой подтверждает это положение.

Зная напряженность электрического поля лазерного излучения (в обсуждаемом эксперименте она составляла  $1 \cdot 10^6$  в.с.м.<sup>-1</sup>), можно из измеренных положений резонансов определить как значения параметров  $u$ ,  $v$  и  $w$  для уровня 6f, так и поляризуемость основного состояния 6f атома цезия. Для этого в уравнениях на собственные числа матрицы  $\hat{Q}$  следует рассматривать эти числа как заданные, а уравнения решать относительно  $u$ ,  $v$  и  $w$ , входящих в матричные элементы. Наблюдаемые положения резонансов зависят также и от сдвига в поле основного состояния атома, поляризуемость которого таким образом также оказывается замешанной в уравнениях. В ре-

зультате имеем четыре уравнения (по числу резонансов) для четырех неизвестных величин. Результаты численного решения этих уравнений представлены в табл. III.

Т а б л и ц а III

Поляризуемость основного состояния ( $\alpha_{6S}$ ) и параметры ( $u, v, w$ ), характеризующие возмущение состояния  $6f$  в атоме цезия под действием эллиптически поляризованного поля. Эксперимент <sup>88</sup> и расчет <sup>85</sup>

	$\alpha_{6S}$ , ат. ед.	$u$	$v$	$w$
Эксперимент	1240	933	—540	199
Теория	1500	674	—883	19

вместе с теоретическими значениями, полученными по методу квантового дефекта. Согласие теории с экспериментом следует признать удовлетворительным по всем приведенным величинам, за исключением параметра  $u$ , для которого теоретическое и экспериментальное значение отличаются примерно на порядок. Результаты работы <sup>88</sup> показывают перспективность поляризационных экспериментов, поскольку с их помощью удастся получить максимально возможную информацию о составных матричных элементах атомов, а также раздельно измерить поляризуемости состояний, между которыми наблюдается переход.

## V. ВОЗМУЩЕНИЕ СПЕКТРА ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА

### 15. Характер возмущения спектра в зависимости от частоты и напряженности переменного поля

Спектр атома водорода в переменном поле обладает определенными особенностями, причина которых — вырождение относительно орбитального квантового числа, — та же, по которой в постоянном поле у атома водорода наблюдается линейный эффект Штарка (в отличие от квадратичного эффекта у прочих атомов). Однако переход от переменного поля к постоянному является в данном случае нетривиальным.

Будем предполагать, что взаимодействие атома с полем волны значительно больше спин-орбитального расщепления, которым в силу этого можно пренебречь. Для оболочки  $n = 2$  соответствующая напряженность электрического поля составляет величину около  $10^5$  в.см<sup>-1</sup>, и эта величина быстро падает ( $\sim n^{-3}$ ) по мере увеличения  $n$ . В таком случае поле перемешивает все состояния, принадлежащие оболочке с главным квантовым числом  $n$ ; не перемешиваются лишь состояния с разными значениями магнитного квантового числа, если поле обладает линейной или циркулярной поляризацией. Поскольку орбитальный момент в поле не сохраняется, состояния атома водорода обладают, вообще говоря, отличным от нуля постоянным дипольным моментом, подобно состояниям с определенными параболическими квантовыми числами в постоянном поле. Таким образом, взаимодействие атома с полем характеризуется не только поляризуемостью, как у других атомов, но также и дипольным моментом.

Однако часть гамильтониана взаимодействия, соответствующая постоянному дипольному моменту  $\vec{d}_0 \vec{\mathcal{E}}(t)$ , быстро изменяется во времени, с частотой поля  $\omega$ , в отличие от той части гамильтониана, которая определяется поляризуемостью атома, квадратично зависит от напряженности поля, и потому содержит медленно изменяющиеся во времени члены. По этой причине постоянный дипольный момент начинает сказываться

лишь тогда, когда частота поля не очень велика, а конкретнее, при выполнении соотношения

$$|d_0 \vec{\mathcal{E}}| \gtrsim \hbar \omega. \quad (27)$$

В противном случае, когда

$$|d_0 \vec{\mathcal{E}}| \ll \hbar \omega, \quad (28)$$

постоянным дипольным моментом можно пренебречь по сравнению с наведенным, несмотря на то, что последний пропорционален напряженности внешнего поля, которая во всяком случае много меньше атомной напряженности поля. Классически это соответствует тому, что постоянный дипольный момент не успевает следить за быстропеременным полем, в результате чего соответствующий вклад в энергию при усреднении по времени исчезает. Требуется большая напряженность поля, чтобы добавки в энергию от дипольного момента стали существенными. Разумеется, эти добавки оказываются квадратичными по полю в силу того же усреднения.

Условие (27) в оптическом диапазоне, когда частота поля имеет порядок частот линий серии Бальмера, может выполняться лишь при напряженностях поля, сравнимых с внутриатомными, и о квазистационарных состояниях атома в этом случае говорить не приходится. Условие (27) может выполняться лишь в ИК диапазоне:  $\hbar \omega \lesssim 0,1$  эв для  $n = 2$ . С ростом  $n$  верхняя граница частот убывает как  $n^{-2}$ .

Если же условие (27) выполняется, то действие переменного поля на атом приводит не только к энергетическому сдвигу уровней, но и к появлению в волновых функциях примесей, зависящих от времени лишними множителями  $e^{\pm i n \omega t}$ , так называемых квазиэнергетических гармоник<sup>89-91</sup>. Возникновение гармоник сопровождается появлением сателлитов в спектрах излучения и поглощения атома, отстоящих друг от друга на частоту  $\omega$ . При этом номер гармоники  $N_{\max}$ , вес которой максимален в волновой функции, оказывается зависящим от напряженности поля. Для очень низких частот, когда неравенство (27) принимает вид

$$|d_0 \vec{\mathcal{E}}| \gg \hbar \omega, \quad (29)$$

номер максимальной гармоники  $N_{\max}$  изменяется с амплитудой поля линейно. Очевидно, что все спектральные проявления таких состояний атома таковы, как если бы энергия атомного уровня линейно изменялась с напряженностью поля.

Однако условия (29) еще не достаточно для возникновения линейного эффекта. Необходимо еще, чтобы квадратичные по полю поправки были малы, т. е. выполнялось условие

$$|d_0 \vec{\mathcal{E}}| \gg \alpha \mathcal{E}^2; \quad (30)$$

здесь  $\alpha$  — динамическая поляризуемость атома на рассматриваемой частоте. (Условие (30) аналогично такому же условию в случае постоянного поля, когда оно означает малость квадратичного штарковского сдвига уровней по сравнению с линейным.) Однако в случае переменного поля невыполнение условия (30) при наличии одного лишь неравенства (29) приводит к тому, что в волновой функции с большим весом входит много ( $\sim \alpha \mathcal{E}^2 / \hbar \omega$ ) гармоник, отстоящих друг от друга на расстоянии  $\hbar \omega$ . При этом центр тяжести атомной линии смещается линейно по полю, но одновременно полная ширина увеличивается квадратично<sup>91</sup>.

Используя численные значения параметров, характеризующие атом водорода<sup>7, 82</sup>, легко показать, что условие (30) имеет место при  $\mathcal{E} \ll 3 \times 10^8 n^{-4}$  в.см<sup>-1</sup>. Поэтому совместное выполнение условий (29) — (30),



необходимое для возникновения чисто линейного по полю эффекта, налагает довольно жесткие ограничения на параметры поля. В диапазоне частот  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\hbar\omega \approx 0,1$  эв) неравенства (29) — (30) выполняются только для состояний оболочки  $n = 2$  при  $\mathcal{E} \approx 5 \cdot 10^7$  в.см<sup>-1</sup>.

#### 16. Свойства квазистационарных состояний

Даже при выполнении условия (28), позволяющего пренебречь постоянным дипольным моментом, отличие водорода от других атомов все еще будет существенным. В атоме водорода нельзя воспользоваться приближением изолированного уровня, поскольку поле сильно перемешивает состояния с разными орбитальными моментами, являющимися вырожденными в отсутствие поля. Вследствие нарушенной сферической симметрии исходного гамильтониана, квазистационарными оказываются некоторые суперпозиции состояний с разными орбитальными моментами. Положение несколько упрощается, если поле обладает линейной или циркулярной поляризацией. В этом случае остается осевая симметрия, приводящая к сохранению проекции момента. Мы обсудим здесь только случай линейно поляризованного поля, чтобы выяснить особенности, характерные именно для водородоподобных состояний.

Способом, полностью аналогичным изложенному в разделе 13, можно получить<sup>89</sup> систему дифференциальных уравнений для коэффициентов  $a_l$ , определяющих примесь состояния  $|nlm\rangle$  в квазистационарной волновой функции:

$$\dot{a}_l = \frac{i}{4} \mathcal{E}_0^2 \sum_{l'} Q_{ll'} a_{l'},$$

$$Q_{ll'} = \frac{1}{\hbar} S_{NL} \frac{2\omega_{Nn}}{(\omega_{Nn} - i\lambda)^2 - \omega^2} \langle nlm | d_z | NLm \rangle \langle NLm | d_z | nl'm \rangle, \quad (31)$$

где  $\mathcal{E}_0$  — амплитуда электрического поля волны, вдоль которой направлена ось  $z$ . Эти уравнения содержат недиагональные по  $l, l'$  члены, отвечающие вкладу процессов рассеяния с изменением орбитального момента атома в формирование квазистационарных состояний. Решение уравнений (31) может быть выражено через собственные векторы матрицы  $Q$  по формулам (23) — (25). Отметим здесь некоторые свойства этой матрицы, и следующие из них свойства квазистационарных состояний атома.

В соответствии с известным из спектроскопии правилом отбора для электрических дипольных переходов, оператор  $d_z$  имеет отличные от нуля матричные элементы только между состояниями с разной четностью. Для атома водорода четность состояния определяется четностью орбитального момента электрона, поэтому в сумме (31) величина  $L$  имеет четность, противоположную  $l$ , а  $l$  и  $l'$ , следовательно, — одинаковую четность. Таким образом, матрица  $\hat{Q}$  разбивается в прямую сумму двух подматриц, каждая из которых смешивает состояния только с четными или только с нечетными орбитальными моментами. Поэтому состояние атома водорода в переменном поле также характеризуется определенной четностью, как и состояния свободного атома, обладающие фиксированным орбитальным моментом. Напомним, что состояния свободного атома, характеризующиеся параболическими квантовыми числами, определенной четностью не обладают. Естественно, что отмеченное обстоятельство является следствием принятого условия (28). В частности, в оболочке  $n = 2$  состояния  $2s$  и  $2p$  переменным полем не перемешиваются, а в оболочке  $n = 3$  не перемешивается с другими состояние  $3p$ .

Как уже говорилось, при перемешивании квазистационарные состояния оказываются суперпозициями состояний с разными орбитальными моментами. Поэтому, если время жизни относительно радиационного распада состояния с данным моментом велико, то будучи переброшенным в состояние с малым временем жизни действием сильного поля, атом распадается в основном из этого состояния. Наоборот, атом, находившийся до включения поля в состоянии с малым временем жизни, после включения поля начинает распадаться медленнее, вследствие переброса полем в сравнительно долгоживущие состояния. Из этих соображений, однако, ясно, что включение поля не может привести к образованию новых метастабильных состояний атома. Именно, ширина квазистационарного состояния атома в поле не может быть меньше, чем наименьшая из ширин состояний свободного атома. Аналогично, время жизни атома по отношению к распаду не может очень резко сократиться: ширина квазистационарного состояния атома в поле не может стать больше, чем наибольшая из ширин свободного атома.

Перемешивание не изменяет также средней ширины и среднего сдвига энергии уровней четных и нечетных состояний в отдельности, по сравнению с найденными без учета перемешивания. Это утверждение следует из инвариантности следа матрицы относительно диагонализующего преобразования.

При открытом канале однофотонной ионизации состояний оболочки  $n$ , матрица  $Q$  перестает быть самосопряженной, и квазистационарные состояния атома водорода в поле становятся взаимно неортогональными, как и магнитные подуровни любого другого атома в эллиптически поляризованном поле.

Наконец, отметим асимптотическое свойство матрицы  $\hat{Q}$ . При  $\omega \rightarrow \infty$  недиагональные элементы этой матрицы стремятся к нулю быстрее диагональных. Поэтому в пределе больших частот орбитальный момент вновь становится хорошим квантовым числом.

## 17. Численные и экспериментальные результаты

Вычисление матричных элементов и нахождение спектра собственных значений матрицы (31) было проведено в работе <sup>92</sup> для частот рубинового ( $\hbar\omega = 14\,400\text{ см}^{-1}$ ) и неодимового ( $\hbar\omega = 9440\text{ см}^{-1}$ ) лазеров, линейной

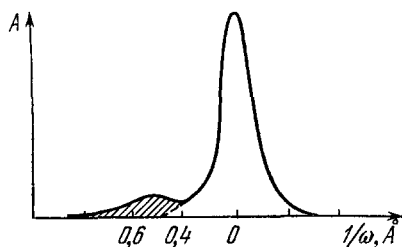


Рис. 27. Спектр линии  $H_8$  в водороде в отсутствие возмущающего поля и при наличии поля напряженностью около  $10^4\text{ в. см}^{-1}$  <sup>93</sup>.

Заштрихованная часть спектра возникает под действием поля.

и циркулярной поляризации излучения и состояний из оболочек  $n = 1-6$ . Качественным результатом, следующим из этих вычислений, явился тот факт, что поляризуемости выходят на высокочастотную асимптотику (14) (соответствующую добавке к энергии атомного уровня энергии свободного электрона в поле волны), практически сразу же после открытия канала однофотонной ионизации состояний данной оболочки. Отмеченное обстоятельство имеет простой физический смысл, и свидетельствует о том, что поляризуемость состояний рассматриваемой оболочки обусловлена взаимодействием с состоя-

ниями из ближайших соседних оболочек. Очевидно, однако, что потенциал ионизации данной оболочки может весьма сильно отличаться от потенциала ионизации основного состояния, а асимптотика (14), строго

говоря, получена лишь для того случая, когда энергия кванта поля превышает потенциал ионизации именно основного состояния.

Экспериментально изменение спектра атома водорода в переменном поле исследовалось в работе <sup>93</sup>. Излучение  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ), работающего в непрерывном режиме, фокусировалось на мишень из возбужденных атомов водорода, и исследовалось спонтанное излучение этих атомов, соответствующее длине волны  $H_\delta$  (переход  $n = 6 \rightarrow n = 2$ ). Мощность лазерного излучения составляла  $3\text{--}4 \text{ мв} \cdot \text{см}^{-2}$ . Наблюдавшийся спектр излучения приведен на рис. 27. Высокий правый максимум соответствует невозмущенной линии  $H_\delta$  и обусловлен излучением атомов, находящихся вне лазерного фокуса. Левый максимум излучается из объема фокусировки, поэтому соответствующая длина волны оказывается сдвинутой.

Теоретические оценки сдвига линии  $H_\delta$ , проведенные в работах <sup>94, 95</sup>, констатировали качественное согласие с экспериментом.

К сожалению, имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные явно недостаточны для проведения систематического сравнения с теорией. В частности, были бы весьма интересны наблюдения расщеплений в поле линий атома водорода, а также возникновение запрещенных линий, которые предсказываются теоретически в работе <sup>95</sup>.

## VI. СИЛЬНОЕ НЕРЕЗОНАНСНОЕ ВОЗМУЩЕНИЕ АТОМНОГО СПЕКТРА

### 18. Границы применимости теории возмущений и гиперполяризуемость

Из-за большого числа параметров не существует единого критерия, который бы определял границы применимости теории возмущения для описания возмущения атомного спектра в световом поле. В случае однофотонной ионизации невырожденного низкого возбужденного уровня теория возмущений нарушается при полях порядка атомных полей; но в этом случае перестает существовать и сама проблема. В других случаях число поглощаемых квантов или квантовые числа состояний могут быть теми большими параметрами, которые определяют диапазон полей, малых по сравнению с атомными, и в то же время достаточно больших, чтобы нарушалась теория возмущений. Простейший пример представляет двухуровневая система в низкочастотном поле. Как показано в работе <sup>96</sup>, теория возмущений нарушается при полях порядка  $\mathcal{E} \sim \sqrt{\omega/\Delta E_{ij}} \mathcal{E}_{\text{ат}}$ , где  $\Delta E_{ij}$  — расстояние между уровнями.

В низкочастотном поле можно также оценить роль квантовых чисел и численных параметров. Для этого можно воспользоваться известными результатами для атома водорода в постоянном поле, применив их приближенно к низкочастотному полю. Легко видеть, что теория возмущений применима при условии  $n^4 \mathcal{E} \ll 1$ , где  $n$  — главное квантовое число рассматриваемого состояния. Мы видим, что даже при небольших значениях  $n$  теория возмущений нарушается при напряженности поля, значительно меньшей атомной.

Если рассмотреть основное состояние атома водорода в постоянном поле, то сдвиг его энергии  $\delta E_0$  имеет приблизительно следующий вид:

$$\delta E_0 \approx - \mathcal{E}^2 \sum_{n=0}^{\infty} C_n (10 \mathcal{E})^{2n}, \quad \text{где коэффициенты } C_n \text{ порядка единицы}$$
 (именно,  $C_0 \approx 2,25$ ,  $C_1 \approx 0,55$ ,  $C_2 \approx 0,49$ ,  $C_3 \approx 0,79$ ,  $C_4 \approx 1,94$ , <sup>97</sup>. Таким образом, теория возмущений нарушается при полях, на порядок меньших атомного поля. Буквенных параметров здесь нет. Однако есть численный параметр. Его можно пояснить следующим образом. Выраже-

ние для  $\delta E$  можно было бы получить с помощью квазиклассического приближения с последующим разложением по степеням  $\mathcal{E}^2$ . Конечно, так как данное состояние является основным, то известного правила квантования Бора недостаточно: нужно написать к нему поправки первого порядка по квазиклассическому параметру<sup>98</sup>. Их учет делает результат достаточно корректным. В правиле квантования для  $\delta E$  стоит величина  $\pi n$ , а не  $n$ . Поэтому указанный выше критерий применимости теории возмущений в действительности имеет вид  $(\pi n)^4 \mathcal{E} \ll 1$ . Тогда ясно, почему даже при  $n \sim 1$  этот критерий имеет вид  $\mathcal{E} \ll (\pi)^{-4} \mathcal{E}_{\text{ат}} \sim 10^{-2} \mathcal{E}_{\text{ат}}$ .

Для описания не слишком больших отклонений от наинизшего порядка теории возмущений можно воспользоваться следующим членом разложения динамической поляризуемости данного состояния по степеням напряженности поля; его называют *гиперполяризуемостью*.

Разность гиперполяризуемостей состояний 0 и  $r$  определяет поправку к изменению энергии перехода  $\delta E_{0r}(\mathcal{E})$ , возникающую от учета следующего за наинизшим порядка теории возмущений. Как говорилось выше, введение гиперполяризуемости целесообразно в тех случаях, когда обычная поляризуемость находится в межрезонансном промежутке по частоте  $\omega$  и становится аномально малой. В противном случае либо гиперполяризуемость мала по сравнению с поляризуемостью и ее тогда не нужно учитывать, либо она такого же порядка, но тогда следует учесть и весь ряд по  $\mathcal{E}$ .

В работе<sup>99</sup> вычислялась гиперполяризуемость основного состояния атомов водорода, щелочных элементов и благородных газов, как функция частоты и поляризации света. Из результатов для щелочных атомов следует, что члены порядка  $\mathcal{E}^4$  сравниваются с членами порядка  $\mathcal{E}^2$  уже в полях  $10^6$  в/см. Поскольку в этом случае члены порядка  $\mathcal{E}^2$  не имеют аномальной малости (т. е. не попадают в межрезонансный промежуток), то данный диапазон полей означает действительную границу применимости теории возмущений. Следует ожидать, что при таких полях все члены разложения по  $\mathcal{E}$  будут иметь одинаковый порядок величины. Причина того, что рассматриваемая граница полей столь низка, очевидно, обуславливается высокими квантовыми числами основных состояний щелочных атомов, а также упомянутым выше численным фактором  $1/\pi^4$ .

Наконец следует отметить, что для реального атома в тех случаях, когда теория возмущений существенно нарушается, само разложение решения в ряд по степеням  $\mathcal{E}$  может оказаться некорректным. Это связано с тем, что в рядах теории возмущений не заложена возможность туннельного перехода. С математической точки зрения туннелирование означает, что динамическая поляризуемость имеет существенно особую точку при  $\mathcal{E} = 0$ . Канал туннельного перехода оказывается предпочтительным по сравнению с каналом многофотонного перехода (описываемым посредством ряда теории возмущений), когда выполняется условие  $E_{\text{кол}} \leq E_r$ . Если это условие при возрастании поля начнет выполняться раньше, чем указанное выше условие нарушения теории возмущений, то введение поправок высших порядков к вероятностям многофотонных переходов вообще не будет иметь смысла. Если судить только по частоте перехода  $\omega$ , то легко видеть, что при увеличении  $\mathcal{E}$  сначала нарушается критерий  $E_{\text{кол}} \ll E_r$ , а затем критерий  $\mathcal{E} \ll \sqrt{\omega/E_r} \mathcal{E}_{\text{ат}}$ , иными словами, туннелирование начинает происходить раньше, чем становятся существенными поправки высших порядков к вероятности многофотонного перехода. По этой причине введение таких поправок, как правило, лишено смысла. Тем не менее, данный вопрос требует исследования в каждой конкретной задаче, так как квантовые числа, значения дипольных матричных элементов и численные факторы могут стать дополнительными большими параметрами, работающими в ту или иную сторону.

При фиксированном значении напряженности поля возможность туннелирования гораздо слабее влияет на вещественную часть гиперполяризуемости, чем на мнимую, так как вероятность туннельного эффекта экспоненциально мала по  $\mathcal{E}$ , а гиперполяризуемость пропорциональна  $\mathcal{E}^4$ .

### 19. Теоретические методы, выходящие за рамки теории возмущений

Отсутствие достаточно общих критериев применимости теории возмущений естественно обращает внимание на иные методы рассмотрения задачи возмущения атомного спектра в световом поле. Среди различных подходов к решению этой задачи мы остановимся на двух — точном решении и квазиклассическом приближении. Этот выбор обусловлен важностью и однозначностью результатов, полученных этими методами. Некоторые краткие замечания о других методах будут сделаны в Заключении.

Основная трудность, возникающая при попытке получить общее точное решение, связана с отсутствием возможности разделить пространственные и временные переменные в уравнении Шрёдингера.

Сильное упрощение решений этой задачи возникает в случае, когда внешнее поле циркулярно поляризовано. Тогда временное уравнение Шрёдингера можно преобразованием волновой функции свести к уравнению для стационарных состояний<sup>5</sup>. Таким способом была решена<sup>100, 101</sup> задача о поведении отрицательного иона (в общем случае — частицы в короткодействующем потенциале) в циркулярном поле произвольной напряженности в том числе, сравнимой с напряженностью атомного поля. Хотя решение этой задачи требует машинных расчетов, оно несравненно проще общего случая, в котором время и координаты не разделяются. В работах<sup>100, 101</sup> были найдены собственные значения: их вещественная часть определяет сдвиг энергии в произвольном поле, а мнимая часть — вероятность нерезонансной ионизации. Результаты справедливы при любых напряженностях и частотах поля. В случае слабых низкочастотных полей полученные результаты для мнимой части динамической поляризуемости (т. е. мнимой части собственных значений) переходят в известные ранее результаты работы<sup>6</sup> (точнее, в результате работы<sup>102</sup>, где исследовался случай циркулярного поля). Даже в области слабых полей результаты, полученные в работах<sup>100, 101</sup>, имеют преимущество перед результатами работ<sup>102</sup>, так как сдвиг уровней и вероятности переходов в<sup>100, 101</sup> находятся при общем решении задачи, и метод не требует выполнения условия многофотонности  $k = (\tilde{I}/\hbar\omega + 1) \gg 1$ . Например, для невырожденных состояний в туннельном предельном случае,  $(\gamma = \omega \sqrt{E_0}/\mathcal{E} \gg 1)$ , как и следовало ожидать, энергия во внешнем поле имеет вид<sup>101</sup>

$$E(\mathcal{E}) = E_0 + C\mathcal{E}^2 + iC'e^{-C''/\mathcal{E}},$$

где  $C = -1/32E_0^2$ ,  $C' = -\frac{1}{4\sqrt{2}E_0^{3/2}}$ ,  $C'' = \frac{4\sqrt{2}}{3}E_0^{3/2}$  — константы, зависящие от невозмущенной энергии  $E_0$ . Таким образом, вещественная часть  $E(\mathcal{E})$  определяет обычный сдвиг уровня, квадратичный по полю, а мнимая часть — вероятность туннелирования из данного состояния через потенциальный барьер. В многофотонном случае, когда  $\gamma \gg 1$ , имеем

$$E(\mathcal{E}) = E_0 + \mathcal{E}^2 \left\{ \frac{1}{2\omega^2} - \frac{2E_0^2}{3\omega^4} \left[ \left(1 + \frac{\omega}{E_0}\right)^{3/2} + \left(1 - \frac{\omega}{E_0}\right)^{3/2} - 2 \right] \right\}.$$

Мнимая часть этого выражения определяет (при  $\omega/E_0 > 1$ ) вероятность однофотонной ионизации уровня.

На рис. 28 показаны результаты точных расчетов сдвига и ширины уровня, из которых видно, когда начинают наблюдаться отклонения от теории возмущений. Замедление роста ширины при приближении параметра адиабатичности к единице качественно понятно было уже из результатов работы <sup>6</sup> — при фиксированных  $I$  и  $\omega$  увеличение вероятности при

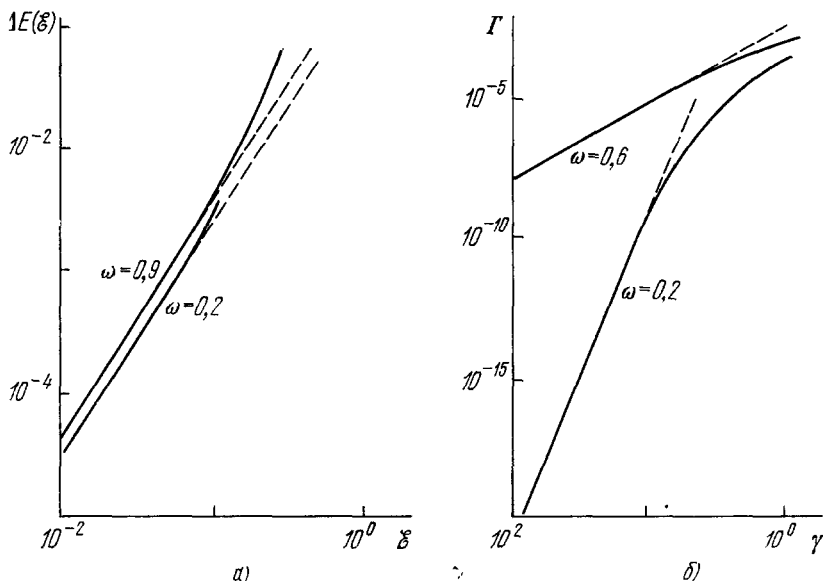


Рис. 28. Результаты точного расчета возмущения  $\Delta E + i\Gamma$  в циркулярно поляризованном поле <sup>100</sup>.

$\xi$ ,  $\Delta E(\xi)$  — в атомных единицах.  $\Delta E(\xi)$ , б)  $\Gamma$ . Видно, что отклонения от теории возмущений (штриховые линии) начинаются при  $\xi \ll \xi_{\text{ат}}$  и  $\gamma \gg 1$ .

$\gamma \sim 1$  происходит медленнее, чем степенное при  $\gamma \gg 1$ . Отсутствие условия  $k \gg 1$  в обсуждаемых точных расчетах позволяет сопоставить их результаты с экспериментами, в которых переход из возбужденного состояния в непрерывный спектр происходит при  $k \approx 1$ .

Другим методом, позволяющим выйти за рамки теории возмущений, является квазиклассическое приближение. Его применение к рассматриваемой задаче возможно при выполнении условия  $\hbar \omega / (E_0 - E_r) \ll 1$ , т. е. основано на многофотонности рассматриваемых переходов. Когда частота внешнего поля мала по сравнению с расстоянием между атомными уровнями внешнее поле является адиабатическим. Как известно <sup>1</sup>, адиабатическая теория математически эквивалентна квазиклассическому приближению для задачи надбарьерного отражения. Нужно лишь заменить импульс на энергию и координату на время. Для нахождения возмущения атомных уровней нужно предварительно определить адиабатические энергии уровней  $E(t)$  как функции параметра  $t$ . При действии монохроматического поля на атом время  $t$  входит только через напряженность электрического поля:  $\xi \sin \omega t$ . Поэтому основная тяжесть задачи падает на определение энергии термов в статическом поле произвольной амплитуды. Теория возмущений для этой цели совершенно неприменима, так как основной интерес представляют «точки поворота», т. е. поля, при которых рассматриваемые термы пересекаются друг с другом. Возмущение разности термов в поле  $\delta E_{0r}(\xi)$  определяется корнем уравнения  $E_0(\xi^*) = E_r(\xi^*)$ , лежащим ближе всего к вещественной оси  $t$ . В соответствии с работой <sup>103</sup> получаем, что возмущение уровней 0 и  $r$  в поле  $\xi$  состоит

из вещественной части

$$\operatorname{Re} \delta E_{or}(\mathcal{E}) = \frac{1}{4} (E_r''(0) - E_0''(0)) \mathcal{E}^2,$$

представляющей собой половину квадратичного статического эффекта Штарка (штрихи обозначают производные  $E_r, 0$  по  $\mathcal{E}$  при  $\mathcal{E} = 0$ ), и мнимой части  $\Gamma$ .

Общее выражение для уширения  $\Gamma$  различно в зависимости от величины параметра адиабатичности. При  $\gamma \ll 1$  ионизация носит туннельный характер, вероятность ионизации определяется проникаемостью барьера

(с точностью до предэкспоненты)  $\Gamma \sim \exp(-2 \int_{r_1}^{r_2} |p| dr)$ , где  $r_1, r_2$  —

классические точки поворота. Если  $\gamma \gg 1$ , то ионизация носит многофотонный характер,  $\Gamma \sim (\alpha \mathcal{E})^{2k}$ , где  $k$  — число квантов, поглощенных при ионизации, а величина  $\alpha$  определяется лишь свойствами атомного спектра. Выражение для  $\Gamma$  в этом случае — это, по существу, результат теории возмущений. Преимущество квазиклассического метода состоит в замкнутом выражении для  $\alpha$ , не содержащем сумм по непрерывному спектру. В рамках квазиклассического приближения отклонение от теории возмущений наступает при полях  $\mathcal{E} \sqrt{\Delta E/\omega} \gtrsim 1$ ; при этом  $\gamma \gg 1$ , т. е. мы получаем, что переход к туннелированию наступает раньше, чем перестает быть справедливым первое не исчезающее приближение теории возмущений. Однако в реальных системах по численным причинам ситуация может измениться. В общем случае величина  $\Gamma$  имеет вид  $\Gamma \sim (\alpha \mathcal{E})^{2k} e^{\beta k \mathcal{E}^2}$ , где  $\beta$ , как и  $\alpha$ , определяется только свойствами системы. Например, для основного состояния атома водорода величина  $\beta$  порядка  $100^{103}$ , следовательно, теория возмущений нарушается очень рано по численным причинам. Таким образом, туннелирование может не доминировать в области, где происходит отклонение от первого не исчезающего приближения.

Обсудим детальнее критерий применимости адиабатического приближения  $\omega \ll \Delta E_i$ . Сравнивая возмущение разности термов  $\delta E_{r,0}(\mathcal{E})$  (для простоты в предельном случае слабых полей) с известным выражением, получаемым посредством применения временной теории возмущений, находим, что для случаев, когда число поглощенных квантов равно 1, 3, 5, . . ., отношение вероятностей переходов отличается от единицы соответственно на 25, 11 и 5% <sup>103</sup>. Причина малого различия заключается в отмеченном выше эффекте применимости квазиклассического приближения даже при небольших квантовых числах по численным причинам.

Наконец, отметим еще одну широко обсуждавшуюся возможность выхода за рамки теории возмущений: это так называемый метод калибровочного преобразования («momentum translation approximation») <sup>104</sup>. За последние годы расчетам, основанным на этом методе, было посвящено много работ, в том числе относящихся и к связанным электронным состояниям. Метод состоит в том, что волновая функция атома во внешнем поле  $\mathcal{E} \sin \omega t$  записывается в виде

$$\psi = \psi_0 e^{-i(\mathcal{E}r/\omega) \cos \omega t},$$

где  $\psi_0$  — невозмущенная волновая функция. Такая форма записи является точной, если электрон является свободным. Предполагалось, что это выражение является хорошим приближением для связанного электрона при  $\omega \ll \Delta E_r$ . Однако в работах <sup>105-107</sup> была показана принципиальная ошибочность данного подхода как в диапазоне применимости теории

возмущений, где этот подход приводит к неправильному значению численного коэффициента в вероятности многофотонного перехода, так и для сильных полей, где получается некорректная функциональная зависимость от напряженности поля.

Таким образом, можно сделать вывод, что в случае сильного возмущения атомного спектра по-прежнему основной круг задач остается нерешенным.

## VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заканчивая рассмотрение явления возмущения атомного спектра в световом поле, необходимо остановиться на двух вопросах: в какой мере оптимален момент для написания подобного обзора и в какой мере достаточно полно проведенное рассмотрение.

Два фактора представляются наиболее важными при решении вопроса о том, стоило ли вообще в данный момент пытаться описать явление нерезонансного возмущения. Первое, что сразу бросается в глаза при сопоставлении приведенного выше материала с предыдущим обзором на эту тему <sup>25</sup>, — уровень наших знаний резко увеличился за десять лет, разделяющие эти публикации. Об этом говорит как появление новых методов (двухфотонная спектроскопия и резонансная ионизация), так и появление новых направлений исследований (атом водорода, эллиптическое поле, сильное возмущение, роль немонахроматичности поля). Об этом говорит и библиография, в основном состоящая из работ, выполненных за последнее десятилетие. Однако второй фактор — исключительная скудность экспериментальных данных по сравнению с теоретическими результатами — является явно отрицательным. Единственным оправданием для авторов является надежда, что экспериментаторы обратят внимание на острую необходимость в постановке широкой программы измерений.

Вопрос о полноте проведенного рассмотрения связан как с установленными рамками, о которых говорилось во введении — нерезонансное возмущение изолированного атома в световом поле, — так и с глубиной и широтой рассмотрения темы внутри этих рамок. Указанные рамки, в частности, привели к тому, что даже не упомянуты многие классические работы (например, <sup>108</sup>), однако к этому, как правило, есть объективные основания.

Более сложной была проблема глубины и широты. Если говорить об экспериментальных методах, то не обсуждалась роль статистических свойств многомодового лазерного излучения, длительности воздействия

возмущающего поля, насыщения отдельных переходов ( $\int_0^{\tau} W dt \sim 1$ ).

Если обратиться к существу явлений, то не обсуждались как возможность наблюдения степени когерентности смешанных атомных состояний после релаксации нескольких возбужденных состояний <sup>109</sup>, так и эффекты, связанные с переизлучением фотонов (резонанс с континуумом), возможности исследования фазовой когерентности атомных состояний. Остается также совершенно не изученным вопрос о влиянии динамической поляризации остова атома на вероятности переходов рассматриваемых электронов. Очевидно, что внешнее поле создает вынужденные колебания электронного остова; эти колебания создают переменное во времени атомное поле, которое может вырвать рассматриваемый электрон наряду с внешним полем. Возможно, в переменном поле роль остова мала, так как частоты вынужденных колебаний ( $\omega \ll \Delta E_{ат}$ ) малы по сравнению с частотами



собственных колебаний остова ( $\omega_{\text{ост}} \sim Z\Delta E_{\text{ат}}$ ). Данный вопрос требует тщательного исследования, тем более, что поляризация остова существенно определяет силы осцилляторов нерезонансных переходов в дискретном спектре, во всяком случае в атомах с одним внешним электроном<sup>110</sup>.

Можно перечислить много таких вопросов, однако, хотя большинство из них представляет очевидный интерес, но характеризуется отсутствием экспериментальных данных. Между тем именно физика возникающих явлений, т. е. теоретически осмысленный экспериментальный материал, представляет, с точки зрения авторов, основной интерес.

Такой интерес имеется, конечно, и к принципиальным вопросам «чистой» теории. Так, у современного читателя может вызвать недоумение игнорирование метода квазиэнергии<sup>89, 90</sup>. (Известно, что согласно теореме Флоке, существуют решения уравнения Шредингера для атома в периодическом внешнем поле, которые можно разложить по системе стационарных состояний, имеющих энергии  $E_i + k\hbar\omega$ , где  $k$  — целое число.) Формализм квазиэнергетических состояний позволяет указать спектры поглощения, излучения и рассеяния света квантовой системой, помещенной в сильное поле. Перспективность метода квазиэнергий не вызывает сомнений в случаях, когда вероятность нахождения системы в состоянии с ненулевой гармоникой ( $K \neq 0$ ) сравнима с вероятностью нахождения в нулевой гармонике ( $K = 0$ ). Еще первые оценки<sup>89</sup> показали, что при нерезонансном возмущении изолированного атомного уровня полем светового диапазона лишь при напряженности, сравнимой с внутриатомной, вероятности становятся одного порядка величины. Совершенно иная ситуация возникает для частот инфракрасного диапазона<sup>111</sup> или при резонансном характере возмущения<sup>2</sup>.

Надо также обратить внимание, что утверждение о некорректности постановки задачи при  $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_{\text{ат}}$  носит отчасти декларативный характер. Действительно, если это утверждение очевидно в случае постоянного поля, то интересующий нас случай туннелирования через быстропеременный барьер достаточно подробно не изучен. Известны работы, в которых рассматривается атом в переменном поле напряженностью  $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_{\text{ат}}$ . В работах<sup>112, 113</sup> исследовалось взаимодействие атома с полем, при выполнении условий  $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{\text{ат}}$ ,  $\mathcal{E}/\omega \gg \mathcal{E}_{\text{ат}}/\Delta E_{ij}$ , где  $\Delta E_{ij}$  — типичное расстояние между атомными уровнями, а  $\omega$  — частота внешнего поля. Когда действует периодическое поле  $\mathcal{E}\sin\omega t$ , электрон совершает вынужденные колебания с частотой  $\omega$  около ядра. После окончания действия поля он может оказаться в одном из связанных состояний. Ищется вероятность такого процесса. При выполнении указанных условий атомный потенциал можно учитывать по теории возмущений. Поскольку волновая функция нулевого приближения, соответствующая свободному электрону в периодическом поле, имеет хорошо известный простой аналитический вид<sup>32</sup>, то учет атомного потенциала в наинизшем порядке теории возмущений не является сложной задачей. Найдено, что вероятность переходов между состояниями  $ij$  в этом случае имеет вид:  $W_{ij} = C_{ij} \omega^2/\mathcal{E} \ll 1$ . Оказывается, что конечная вероятность существует при любой частоте внешнего поля  $\omega$ , иными словами, внешнее поле является нерезонансным. Развитие исследований в этом направлении представляет очевидный интерес.

Давая ссылки на различные оригинальные работы, обзоры и монографии, авторы не интересовались вопросами научного приоритета и не имели тенденции указать на все известные им источники. Тенденция заключалась в выделении лишь того минимума информации, который может быть необходим для более углубленного ознакомления с обсуждавшимся вопросом.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, изд. 3-е, М., «Наука», 1974.
2. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, В. А. Ходовой, УФН 117, 189 (1975).
3. A. Gold, B. Webb, Phys. Rev. 143, 1 (1965).
4. С. Г. Раутиан, Тр. ФИАН СССР, 43, 3 (1968).
5. Ф. В. Бункиш, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 46, 1090 (1964).
6. Л. В. Келдыш, *ibid.* 47, 1946.
7. И. И. Собельман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
8. Г. Г. Слюсарев, О возможном и невозможном в оптике, М., Физматгиз, 1968.
9. И. И. Собельман, УФН 113, 701 (1974).
10. Дж. Клаудер, Э. Сударшан, Основы квантовой оптики, М., «Мир», 1970.
11. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, УФН 93, 19 (1967).
12. Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, Письма ЖЭТФ 3, 85 (1966).
13. А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов, ЖЭТФ 56, 144 (1969).
14. Ю. М. Кирич, С. Г. Раутиан, В. П. Сафонов, Б. М. Чернобобород, ЖЭТФ 62, 466 (1972).
15. Ю. М. Кирич, Ю. Н. Попов, С. Г. Раутиан, В. П. Сафонов, Б. М. Чернобобород, в кн. Нелинейные процессы в оптике. Материалы 3-й Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, 1973, стр. 172.
16. Л. Н. Новиков, В. Г. Показаньев, Г. В. Скроцкий, УФН 101, 273 (1970).
17. W. Harper, Rev. Mod. Phys. 44, 169 (1972).
18. J. Bjorkholm, T. Liao, Phys. Rev. Lett. 33, 128 (1974).
19. R. Saloma, S. Stenholm, J. Phys. B8, 1795 (1975).
20. В. П. Крайнов, ЖЭТФ 70, 1197 (1976).
21. Л. С. Василенко, В. Н. Чеботаев, А. В. Шишаев, Письма ЖЭТФ 12, 161 (1970).  
B. Cagnac, G. Grynberg, F. Biraben, J. de Phys. 34, 845 (1973).  
G. Bjorkholm, P. Liao, IEEE Quantum Electron. QE-12, 900 (1974).
22. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 85, 3 (1965).
23. P. Platz, Appl. Phys. Lett. 14, 168 (1969); 16, 70 (1970).
24. R. Paroular, P. Platz, in: Invited Papers of Conference on the Interaction of Electron with Strong Electromagnetic Field, Budapest, 1973, p. 211.
25. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН 93, 71 (1967).
26. А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов, Письма ЖЭТФ 3, 425 (1966).
27. А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов, ЖЭТФ 56, 144 (1969).
28. В. М. Арутюнян, Т. А. Папазян, Т. Г. Адонц, А. В. Карменян, С. П. Ишханян, Л. Хольц, ЖЭТФ 68, 44 (1975).
29. Н. Б. Делоне, УФН 115, 361 (1975).
30. Н. Б. Делоне, Автоионизационные состояния атомов, М., Изд-во Моск. ун-та, 1976.
31. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956.
32. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Релятивистская квантовая теория, ч. I, М., «Наука», 1968.
33. Г. А. Делоне, Н. Б. Делоне, Г. К. Пискова, ЖЭТФ 62, 1272 (1972).  
В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян, Физ. плазмы 1, 320 (1975).
34. И. Бакош, А. Киш, М. Л. Нагаева, В. Г. Овчинников, *ibid.*, стр. 693.
35. В. Г. Давыдкин, Б. А. Зон, Н. А. Манаков, Л. И. Рапопорт, ЖЭТФ 60, 184 (1971).
36. V. Bederson, E. Robinson, Adv. Chem. Phys. 10, 10 (1966).
37. P. J. Langhoff, J. Chem. Phys. 57, 2604 (1972).
38. M. Karplus, H. J. Kolker, *ibid.* 39, 1493 (1963).
39. М. Н. Адамов, Б. И. Орлов, Т. К. Ребане, Опт. и спектр. 24, 657 (1968).
40. P. D. Robinson, J. Phys. A2, 295 (1969).
41. М. Н. Адамов, М. Д. Бальмаков, Т. К. Ребане, Опт. и спектр. 27, 189 (1969).
42. Y. M. Chan, A. Dalgarno, Proc. Phys. Soc. 85, 227 (1965).
43. H. J. Kolker, H. N. Michels, J. Chem. Phys. 43, 1027 (1965).
44. K. T. Chung, Phys. Rev. 176, 1 (1968).

45. M. Karplus, H. J. Kolker, J. Chem. Phys. **39**, 2997 (1963).
46. H. B. Levin, H. S. Taylor, *ibid.* **41**, 1367 (1964).
47. N. Nadori, M. Matsuzawa, T. Watanabe, J. Phys. Soc. Japan **30**, 518 (1971).
48. A. Dalgarno, G. A. Victor, Proc. Roy. Soc. **A291**, 291 (1966).
49. P. J. Langhoff, M. Karplus, R. P. Hurst, J. Chem. Phys. **44**, 505 (1965).
50. S. SenGupta, A. Mukherji, *ibid.* **47**, 260 (1967).
51. V. G. Kaverishwar, K. T. Chung, R. P. Hurst, Phys. Rev. **172**, 35 (1968).
52. V. G. Kaverishwar, A. Dalgarno, R. P. Hurst, J. Phys. **B2**, 984 (1969).
53. I. P. Epstein, J. Chem. Phys. **53**, 1881 (1970).
54. M. H. Alexander, R. G. Gordon, *ibid.* **56**, 3823 (1971).
55. H. P. Kelly, Phys. Rev. **152**, 62 (1966); **82**, 84 (1969).
56. М. Я. Амусья, Н. А. Черепков, С. Г. Шапиро, ЖЭТФ **63**, 889 (1972).
57. C. Cuthbertson, U. Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. **A135**, 40 (1934).
58. N. Manakov, W. Ovchinnikov, L. Rapoport, in: Proc. of 11th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Prague, 1973, p. 25.
59. С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский, в кн. Нелинейные процессы в оптике. Труды 1-й Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, «Наука», 1970, стр. 45.
60. А. Е. Каплан, ЖЭТФ **68**, 823 (1975).
61. А. И. Бурштейн, Ю. С. Оселедчик, ЖЭТФ **51**, 1071 (1966).
62. Ю. С. Оселедчик, А. И. Бурштейн, ЖПС **21**, 1042 (1974).
63. А. М. Бонч-Бруевич, С. Г. Пржибельский, В. А. Ходовой, Н. А. Чигирь, ЖЭТФ **70**, 445 (1976).
64. С. Г. Пржибельский, Опт. и спектр. **35**, 715 (1973).
65. Б. Р. Левин, Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике, М., «Сов. радио», 1960.
66. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, Н. А. Чигирь, ЖЭТФ **67**, 2069 (1974).
67. Ю. Е. Дьяков, Н. А. Искандеров, в кн. Тезисы докладов, представленных на 7-ю Всесоюзную конференцию по когерентной и нелинейной оптике, Ташкент, 1974, стр. 218.
68. В. А. Ходовой, С. Г. Пржибельский, *ibid.*, стр. 207.
69. В. А. Ходовой, В. В. Хромов, ЖЭТФ **68**, 1679 (1975).
70. I. P. Varrat, C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. et Radium **22**, 329, 443 (1961).
71. C. Cohen-Tannoudji, Ann. Phys. (N. Y.) **7**, 423 (1962).
72. A. Kastler, J. Opt. Soc. Am. **53**, 902 (1963).
73. W. Harper, B. S. Mathur, H. Tang, Phys. Rev. **171**, 11 (1968).
74. M. Arditi, J. Picoque, J. Phys. **B8**, L331 (1975).
75. P. F. Liao, J. E. Bjorkholm, Phys. Rev. Lett. **34**, 1 (1975).
76. Л. А. Островский, Письма ЖЭТФ **6**, 807 (1967).
77. A. Bonch-Bruевич, S. Prjibelskii, V. Khodovoi, V. Khromov, N. Chigir, in: Abstracts of Contributed Papers of 11th Conference on Interaction of Electron with Strong Electrical Field, Budapest, 1975, p. 232.
78. И. Бакош, А. Киш, Л. Сабо, М. Тендлер, Письма ЖЭТФ **18**, 403 (1973).
79. В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян, Физ. плазмы **1**, 321 (1975).
80. И. Бакош, Н. Б. Делоне, А. Киш, Н. Л. Манakov, М. Л. Нагаева, ЖЭТФ **71**, 511 (1976).
81. J. Vaks, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **37**, 115 (1974).
82. В. А. Гринчук, Г. А. Делоне, К. Б. Петросян, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 3, 32, (1975).
83. Г. Бете, Э. Солнитер, Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, М., Физматгиз, 1960.
84. С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов, М., Физматгиз, 1963.
85. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., «Наука», 1973.
86. Б. А. Зон, Опт. и спектр. **36**, 888 (1974).
87. Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон, ЖЭТФ **69**, (1975).
88. И. Ю. Кобзарев, Теория перекрывающихся резонансов, М., Изд. МИФИ, 1971.
89. Г. А. Делоне, Б. А. Зон, К. Б. Петросян, Письма ЖЭТФ **22**, 519 (1975).
90. В. И. Ритус, ЖЭТФ **51**, 1544 (1966).
91. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **51**, 1492 (1966); УФН **110**, 139 (1973).
92. Б. А. Зон, Е. И. Шолохов, ЖЭТФ **70**, 887 (1976).
93. Б. А. Зон, Н. Л. Манakov, Л. П. Рапорт, Опт. и спектр. **38**, 13 (1975).
94. B. Dubreuil, P. Ranson, J. Chappelle, Phys. Lett. **A42**, 323 (1972).

94. B. Dubreuil, J. Chappelle, *ibid.* A46, 451 (1974).  
95. Б. А. Зон, *Опт. и спектр.* 40, 1060 (1976).  
96. Д. Ф. Зарецкий, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* 66, 537 (1974).  
97. L. Mendelsohn, *Phys. Rev.* 176, 90 (1968).  
98. J. D. Bekenstein, J. В. Krieger, *ibid.* 188, 130 (1969).  
99. Н. Л. Манаков, В. Д. Овсянников, Л. П. Раппопорт, *Опт. и спектр.* 38, 209 (1975).  
100. Н. Л. Манаков, Л. П. Раппопорт, *ЖЭТФ* 69, 842 (1975).  
101. I. Verson, *J. Phys.* B8, 3078 (1975).  
102. А. И. Никишов, В. И. Ритус, *ЖЭТФ* 50, 255 (1966); 52, 233 (1967).  
103. Д. Ф. Зарецкий, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* 67, 1301 (1974).  
104. H. R. Reiss, *Phys. Rev.* A1, 803 (1970); D4, 3533 (1971).  
105. C. Cohen-Tannoudji et. al., *ibid.* A8, 2747 (1973).  
106. Д. Ф. Зарецкий, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* 66, 537 (1974).  
107. A. Decoster, *Phys. Rev.* A9, 1446 (1974).  
108. S. Autler, C. Townes, *ibid.* 100, 703 (1955).  
109. Е. Б. Александров, *УФН* 107, 595 (1972).  
110. П. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, В. П. Шевелько, *Опт. и спектр.* 28, 425 (1970).  
111. M. Fedorov, V. Makarov, A. Samokhin, *Opt. Comm.* 13, 299 (1975).  
112. S. Geltman, M. R. Teague, *J. Phys.* B7, L22 (1974).  
113. M. H. Middleman, *Phys. Lett.* A47, 55 (1974); *Phys. Rev.* A11, 1103 (1975).