

539.184

АТОМ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА**Н. Б. Делоне, В. А. Коварский, А. В. Масалов,
Н. Ф. Перельман**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	617
2. Основные свойства многочастотного лазерного излучения	619
3. Степенные процессы в немонохроматическом поле	623
4. Возмущение атомного спектра в немонохроматическом поле	627
а) Резонансное возмущение атомных уровней (628). б) Нерезонансное возмущение атомных уровней (631).	
5. Многофотонное возбуждение атомов	633
6. Нелинейная ионизация атомов	634
а) Прямой процесс многофотонной ионизации атомов (635). б) Туннельный эффект в переменном поле (638). в) Резонансный процесс ионизации атома (640). 1. Резонансная ионизация излучением с узким спектром (644). 2. Резонансная ионизация излучением с широким спектром (647).	
7. Заключение	649
Цитированная литература	651

1. ВВЕДЕНИЕ

В основе широкого класса различных явлений, относящихся к нелинейной оптике, лежат различные элементарные нелинейно-оптические явления, происходящие на атомном уровне. В качестве типичного примера подобного явления можно указать на процесс многофотонного возбуждения атома. Элементарные нелинейно-оптические явления за последние годы детально исследованы экспериментально, их теоретическому описанию посвящено много работ, а результаты исследований обобщены в ряде монографий¹⁻⁴. Хорошо известно, что для наблюдения нелинейных явлений напряженность светового поля должна быть достаточно велика. Необходимо иметь в виду, что под действием сильного поля не только происходят многофотонные переходы в атомном спектре, но и сам спектр атома претерпевает существенные изменения. Практически во всех случаях, когда речь идет о сильном световом поле, в экспериментах используется лазерное излучение. Однако экспериментальные данные и результаты расчетов, как правило, относятся к внешнему полю с качественно различными свойствами. Если в большинстве расчетов поле предполагается строго монохроматическим, то большинство экспериментов выполнено, используя немонохроматическое лазерное излучение. В данном обзоре будут обсуждаться элементарные нелинейно-оптические явления, возникающие при взаимодействии немонохроматического излучения светового диапазона частот с изолированным атомом. Хотя степень монохроматичности $\Delta\omega/\omega$ лазерного излучения весьма высока по сравнению с излучением некогерентных источников света, однако ширина спектра лазерного излучения $\Delta\omega$ всегда конечна и во многих случаях совсем не мала по сравнению,

например, с шириной атомных уровней, а интенсивность излучения F флуктуирует во времени. Следствием немонахроматичности лазерного излучения являются иные характеристики нелинейного взаимодействия, чем в случае идеального строго монахроматического излучения. Реализуется другая абсолютная величина вероятности, а также другие зависимости вероятности от частоты и интенсивности излучения. Различия между результатом действия монахроматического и немонахроматического поля при возбуждении нелинейных оптических явлений наиболее просто описать для частного случая, когда немонахроматическое поле является гауссовой случайной величиной. Хотя поле немонахроматического лазерного излучения, строго говоря, не является гауссовым, однако с определенной степенью точности его можно считать таковым. Это обстоятельство является весьма важным, так как упрощает анализ различных явлений.

При написании этого обзора авторы не ставили в качестве цели изложение всего многообразия различных явлений, которые могут возникнуть при нелинейном взаимодействии немонахроматического лазерного излучения с различными объектами на атомном уровне. Мы хотели разобрать лишь основные явления, наиболее существенные для создания общей картины взаимодействия, а также для практики. Соответственно в качестве объекта, как правило, фигурирует атом, а в качестве немонахроматического поля — поле излучения многочастотного лазера.

Многочастотным принято называть лазер, излучающий много продольных мод с наименьшим поперечным индексом. Излучение многочастотного лазера является типичным примером немонахроматического излучения. В том случае, когда моды не взаимосвязаны, поле излучения многочастотного лазера является случайным. Как число генерируемых мод, так и характер взаимосвязи между ними определяют усредненные характеристики лазерного излучения — ширину $\Delta\omega$ и форму $F(\omega)$ спектра, распределение интенсивности $P(F)$, корреляционные функции высших порядков. Важной особенностью многочастотного лазерного излучения является наличие флуктуаций интенсивности излучения во времени, так что напряженность поля излучения оказывается случайной величиной, описание которой осуществляется на языке корреляционных функций⁵. Временной масштаб флуктуаций поля излучения определяется временем корреляции $\tau_{\text{кор}} \sim 1/\Delta\omega$, т. е. обратной величиной ширины спектра излучения. Так как ширины спектров излучения многочастотных лазеров лежат в диапазоне $0,1-10 \text{ см}^{-1}$, то времена корреляции лежат в диапазоне $10^{-10}-10^{-12} \text{ с}$. Для многочастотного лазерного излучения на интервале времени $\Delta t \ll \tau_{\text{кор}}$ величина $F(t)$ изменяется слабо, а на интервале времени $\Delta t \gg \tau_{\text{кор}}$ величина $F(t)$ флуктуирует и принимает все возможные значения, реализуя распределение $P(F)$.

При описании нелинейного взаимодействия многочастотного лазерного излучения с атомом необходимо установить, какое поле приводит к наблюдаемому эффекту — мгновенное значение поля или величина поля, усредненная на некотором временном интервале? Однозначного ответа на этот вопрос нет. В различных частных случаях ответ определяется соотношением между временем корреляции излучения и временем отклика атома (полагая, что время наблюдения всегда больше времени отклика атома). В случае мгновенного отклика, когда флуктуации интенсивности можно считать медленными ($\tau_{\text{кор}}$ велико), взаимодействием с немонахроматическим излучением эквивалентно взаимодействию с монахроматическим излучением с медленно (по сравнению с временем отклика) изменяющейся интенсивностью. Ширина спектра излучения при этом роли не играет, так что выход нелинейного процесса определяется только распределением $P(F)$. Этот случай в дальнейшем именуется случаем

узкого спектра излучения. В случае не мгновенного отклика, когда интенсивность флуктуирует во времени быстро ($\tau_{\text{кор}}$ мало), становится важным характер изменения поля во времени и в вероятности нелинейных процессов должны проявляться корреляционные функции поля тем более высокого порядка, чем больше степень нелинейности процесса. Тем самым возникает зависимость выхода нелинейного процесса от ширины и формы спектра излучения. Этот случай мы будем именовать случаем широкого спектра излучения.

Можно указать на три наблюдаемые характеристики нелинейных оптических явлений, определяемые свойствами монохроматического излучения. Это среднее значение выхода нелинейного процесса за интервал времени наблюдения, флуктуации величины выхода нелинейного процесса около среднего значения и зависимость выхода от частоты излучения и формы его спектра. Хотя перечисленные характеристики равноправны как с точки зрения их роли при нелинейном взаимодействии, так и с точки зрения их взаимосвязи с конкретными свойствами излучения, мы будем в основном обсуждать среднее значение выхода и его зависимость от спектра излучения, так как вопрос о флуктуациях при нелинейном взаимодействии лазерного излучения с атомами изучен недостаточно подробно.

Проблема нелинейного взаимодействия монохроматического излучения с атомом часто рассматривается в двух противоположных аспектах. Дело в том, что в настоящее время как свойства излучения многочастотных лазеров, так и элементарные нелинейно-оптические явления сами по себе являются предметом исследований. Поэтому иногда смотрят на нелинейные явления как на детектор для исследования свойств излучения, а иногда используют излучение с заданными свойствами для исследования нелинейных явлений. Ниже будут тесно переплетаться оба подхода к рассматриваемой проблеме.

2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как уже говорилось выше, под монохроматическим лазерным излучением мы имеем в виду излучение, возникающее при многочастотном режиме генерации лазеров, работающих в импульсном и непрерывном режимах. Многочастотное лазерное излучение характеризуется флуктуационными выбросами интенсивности во времени, перемежающимися глубокими (почти до нуля) провалами. Соответственно многочастотное лазерное излучение должно быть характеризовано распределением интенсивности $P(F)$, шириной $\Delta\omega$ и формой $F(\omega)$ спектра излучения, а также соответствующими корреляционными функциями. При импульсном режиме генерации в принципе должна учитываться и конечная длительность импульса, однако практически она не дает вгляд в ширину спектра многочастотного излучения.

Многочастотное лазерное излучение может быть описано на языке изменения во времени амплитуды $A(t)$ и фазы $\varphi(t)$ напряженности электрического поля $\mathcal{E}(t)$:

$$\mathcal{E}(t) = A(t) e^{i\omega_0 t + i\varphi(t)} \quad (2.1)$$

и интенсивности излучения $F(t) = \mathcal{E}(t) \mathcal{E}^*(t) = A^2(t)$ (в (2.1) ω_0 — центральная частота спектра излучения лазера).

Может быть также использован язык модового состава излучения. На этом языке излучение представляет собой сумму полей, соответствующих установившимся собственным колебаниям в лазерном резонаторе (модам) с различными частотами:

$$\mathcal{E}(t) = \sum_n A_n e^{i\omega_n t + i\varphi_n},$$

где A_n , ω_n и φ_n — соответственно амплитуда, частота и фаза n -й моды. В интересующем нас случае речь идет о продольных модах, частоты которых образуют эквидистантную последовательность. Очевидным условием, позволяющим использовать модовый язык, является установившийся характер излучения, который имеет место при длительности излучения, значительно превышающей время обхода светом лазерного резонатора (так называемый аксиальный период). Очевидное преимущество модового языка для описания многочастотного лазерного излучения заключается в том, что амплитуды и фазы мод являются либо постоянными, либо медленно изменяющимися функциями времени по сравнению с длительностями выбросов. Сами выбросы представляют собой результат биений мод, различающихся по частотам, причем последовательность флукуационных выбросов повторяется на каждом аксиальном периоде, а число выбросов на аксиальном периоде, т. е. число статистически независимых значений интенсивности излучения, примерно равно числу генерируемых мод.

При использовании многочастотного лазерного излучения для исследования нелинейных оптических явлений оптимальным является такое излучение, флукуации которого описывается гауссовским случайным процессом. Хорошо известным примером такого излучения является излучение теплового источника. Распределение интенсивности излучения в этом случае описывается экспоненциальной функцией

$$P(F) = \frac{1}{F_0} \exp\left(-\frac{F}{F_0}\right), \quad (2.2)$$

а корреляционные функции высших порядков выражаются через корреляционную функцию первого порядка, являющуюся фурье-образом спектра излучения $F(\omega)$. При использовании подобного лазерного излучения интерпретация экспериментальных данных является наиболее однозначной, а для характеристики излучения достаточно знать среднее значение интенсивности $\langle F \rangle = F_0$ и форму спектра $F(\omega)$.

Возможность получения от лазера излучения со свойствами, близкими к свойствам излучения теплового источника, обусловлена тем, что лазерное излучение развивается из спонтанного шума. Очевидно, для имитации свойств излучения теплового источника оптимальным является режим генерации многих мод, т. е. спектр излучения должен быть достаточно широк. Только при этом распределение $P(F)$ может быть близко к экспоненциальному (2.2). Ширина спектра лазерного излучения, т. е. число генерируемых мод, определяется свойствами активной среды, конструкцией лазерного резонатора и режимом генерации. Распределение $P(F)$ для лазерного излучения может отличаться от экспоненциального не только при недостаточно большом числе генерируемых мод, но и из-за нелинейных эффектов, возникающих в лазерном резонаторе, проявляющихся в виде взаимосвязи мод.

Сначала обратимся к явлению взаимосвязи мод. Известно много конкретных причин, нарушающих независимость генерируемых мод. В основе всех причин лежит нелинейное взаимодействие излучения с веществом резонатора. Возникновение этих явлений, а также их конкретное влияние на взаимосвязь мод, существенно зависит от конструкции лазера, конкретного исполнения стандартных конструктивных элементов и режима работы лазера. Примеры возникновения нелинейного взаимодействия в активной среде лазерного резонатора хорошо известны как из прямых измерений метрики излучения⁶, так и из результатов измерений, выполненных с помощью многофотонных дефекторов⁷. Нелинейные взаимодействия имеют одно общее свойство — их роль нелинейно возрастает при увеличении интенсивности излучения в резонаторе. Влияние нелинейного

взаимодействия на величину $P(F)$ качественно ясно. Те нелинейные явления, которые приводят к уменьшению наиболее интенсивных флуктуационных выбросов, ограничивают область интенсивностей, в которой $P(F)$ отлично от нуля. Такой характер носят самомодуляция и вынужденные рассеяния. Эффект уменьшения интенсивных выбросов наиболее четко демонстрирует модельный эксперимент⁸, в котором лазерное излучение подвергалось воздействию нелинейной среды и регистрировалось затем двухфотонным детектором. Те нелинейные явления, которые приводят к увеличению амплитуд наиболее интенсивных флуктуационных выбросов, расширяют область интенсивностей, в которой $P(F)$ отлично от нуля. Хорошо известным примером является просветление нелинейной среды, помещенной в резонатор, под действием поля излучения в резонаторе. Этот эффект наблюдался, используя метод многофотонного детектора, при модуляции добротности лазера на стекле с неодимом просветляющимся фильтром⁹. Существенно, что нелинейные эффекты могут возникать непосредственно в активной среде резонатора.

Совокупность экспериментальных и теоретических данных о нелинейном взаимодействии в активной среде лазерного резонатора позволяет в настоящее время осуществлять такой режим генерации, когда моды лазерного излучения являются независимыми. Практически для этого надо не превышать определенный уровень напряженности поля в резонаторе.

В отличие от роли нелинейности, роль числа мод может быть учтена в виде достаточно общих соотношений. Для непрерывного лазерного излучения специфическим свойством, качественно отличающим его от излучения теплового источника, является постоянство энергии, излученной за время аксиального периода. Постоянство этой энергии обусловлено ее строгим соответствием числу активных частиц в резонаторе лазера, которое поддерживается постоянным во времени.

Напомним, что в непрерывном режиме генерации вид флуктуаций на одном аксиальном периоде несколько отличается от вида флуктуаций для соседнего периода. Накапливаясь, эти отличия выражаются в том, что амплитуды и фазы мод медленно (по сравнению с аксиальным периодом) изменяются во времени. Однако, несмотря на наличие таких изменений, основное утверждение — постоянство энергии, излучаемой за аксиальный период, остается справедливым. Энергия, излучаемая за аксиальный период, равна сумме энергий всех флуктуационных импульсов, а потому энергия максимального флуктуационного импульса во всяком случае не может превышать энергию аксиального периода. Следовательно, интенсивность излучения в максимальном выбросе не может превышать среднюю интенсивность излучения на аксиальном периоде более, чем в $T/\tau_{\text{ф.ор}}$ раз (где T — длительность аксиального периода, а $\tau_{\text{ф.ор}}$ характеризует длительности флуктуационных выбросов). Таким образом, распределение $P(F)$ для непрерывного лазерного излучения всегда качественно отличается от распределения (2.2) для теплового источника, в котором амплитуда максимального выброса не ограничена и максимальная интенсивность в выбросе может в произвольное число раз превышать среднюю интенсивность. Так как число флуктуационных выбросов на аксиальном периоде однозначно связано с числом генерируемых мод, то можно установить зависимость распределения $P(F)$ от числа генерируемых мод N . В основу вывода подобного соотношения, которое приведено ниже, положено постоянство энергии, излучаемой за аксиальный период. Зависимость $P(F)$ от числа генерируемых мод описывается соотношением:

$$P(F) = \frac{N-1}{N \langle F \rangle} \left(1 - \frac{F}{N \langle F \rangle} \right)^{N-2}, \quad 0 \leq F \leq N \langle F \rangle. \quad (2.3)$$

переходящим при $N \rightarrow \infty$ в экспоненциальное распределение (2.2) для излучения теплового источника. Соотношение (2.3) получено в работах^{10, 11}, при предположении о простейшей, прямоугольной форме спектра. Важно отметить, что отличия между распределениями (2.3) и (2.2) имеют место во всем интервале изменения F . Это хорошо видно из рис. 1, на котором приведены зависимости $P(F)$ для различного числа мод. Эти отличия естественно возрастают при уменьшении числа мод.

Реальная форма спектра излучения многочастотного лазера отлична от прямоугольной, она близка к гауссовой кривой. Учет гауссовой формы спектра, численно проведенный в работах^{12, 13}, показал, что соотношение (2.3) качественно правильно описывает распределение интенсивности, а количественно может быть использовано с достаточной точностью, если в соотношении (2.3) использовать число мод, соответствующее удвоенной ширине гауссова распределения.

Таким образом, при достаточно большом числе мод распределение $P(F)$ близко к экспоненциальному, и практически можно пренебречь зависимостью $P(F)$ от числа мод и от формы спектра лазерного излучения. Заметим, что критерий близости реального распределения $P(F)$ к экспоненциальному (2.2) определяется степенью нелинейности процесса, возбуждаемого лазерным излучением. Этот критерий приведен в гл. 6, п. а).

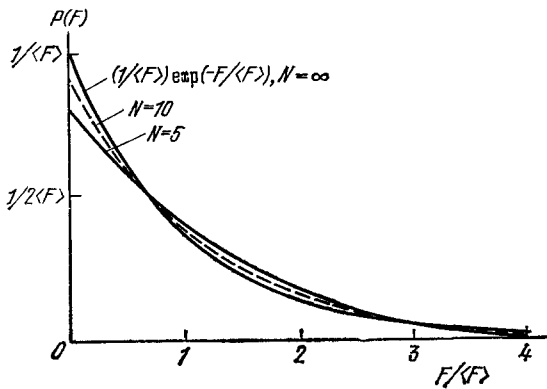


Рис. 1. Вид распределения $P(F)$ интенсивности излучения многочастотного лазера при различном числе генерируемых мод $N = 5, 10, \infty$.

Обратимся теперь к особенностям импульсного режима многочастотной генерации лазерного излучения.

Импульсный режим генерации, реализуемый путем модуляции добротности лазерного резонатора, представляет собой последовательность импульсов, интервал между которыми на много порядков величины превышает их длительность. Импульс излучения многочастотного лазера содержит значительное число флуктуационных выбросов. При регистрации излучения лазера детектором, временное разрешение которого больше длительности флуктуаций, но меньше длительности импульса, может быть измерено изменение средней интенсивности $\langle F \rangle$ во времени — огибающая импульса. Огибающая отдельного импульса имеет вид гладкой колоколообразной кривой с фронтами, примерно равными длительности импульса, которая, как правило, лежит в пределах от нескольких единиц до нескольких десятков наносекунд.

Так как импульсы излучения относительно редки и регистрируется результат воздействия отдельного импульса на вещество, то нас интересуют свойства излучения в отдельном импульсе. Излучение в отдельном импульсе характеризуется практически неизменными фазами генерируемых мод, а также неизменным соотношением между амплитудами мод. Энергии отдельных мод, как правило, существенно различаются, воспроизводя спектр излучения лишь в среднем. При неизменных фазах и соотношениях амплитуд генерируемых мод распределение $P(F)$ в течение импульса функционально не изменяется, изменяется только средняя

интенсивность излучения. В ряде последовательных импульсов значения амплитуд и фаз мод принимают случайные значения.

Энергия в импульсе ограничена по тем же причинам, по которым ограничена энергия, излучаемая за аксиальный период в непрерывном режиме генерации, а также потому, что процесс включения добротности резонатора воспроизводится в ряде последовательных импульсов с достаточной точностью. Таким образом, высказанные выше соображения о характере распределения $P(F)$ справедливы и для импульсного режима. Справедливо также и соотношение (2.3), связывающее $P(F)$ с числом генерируемых мод N , причем, как и в случае непрерывного режима излучения, величина $\langle F \rangle$ должна быть измерена за интервал времени, превышающий аксиальный период.

Хотя импульсный режим является весьма распространенным режимом генерации и именно в этом режиме получено большинство данных о нелинейном взаимодействии лазерного излучения с веществом, однако описанной выше модели импульсного излучения, в которой случайны не только фазы, но и амплитуды мод, не уделялось должного внимания. Отметим, что модель, предполагающая детерминированный характер амплитуд мод, использованная в ряде работ^{14, 15} для описания лазерного излучения, позволяет сделать лишь отдельные качественные заключения о импульсном излучении и не дает правильного количественного ответа на ряд вопросов.

Необходимо также отметить, что широко используемая модель лазерного излучения со случайно «диффундирующей» фазой не применима для описания многочастотного лазерного излучения. Эта модель правильно отражает основные черты непрерывного одночастотного излучения, для которого интенсивность практически постоянна, а фаза является случайной величиной. В этом случае основной эффект, обуславливающий ширину спектра, это изменение фазы. Как уже говорилось выше, при многочастотном режиме генерации интенсивность излучения существенно флуктуирует. При этом ширина спектра излучения в первую очередь определяется большим числом генерируемых мод, а не изменением их фаз.

3. СТЕПЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В этом параграфе будет рассмотрен один из простейших случаев, когда нелинейность рассматриваемых явлений обусловлена лишь многофотонным характером перехода электрона из начального в конечное состояние, напряженность поля существенно меньше атомной, а возмущением этих состояний под действием возбуждающего поля можно пренебречь. Таким образом, мы ограничимся степенными процессами, для которых вероятность в монохроматическом поле связана с интенсивностью излучения степенным соотношением:

$$W \sim F^k,$$

в котором k — число фотонов, поглощение которых обусловлено выполнением закона сохранения энергии. Простейшими примерами подобных процессов являются прямой процесс многофотонной ионизации атомов и процесс многофотонного возбуждения атомов.

Процесс многофотонной ионизации атомов в поле частоты ω и напряженности \mathcal{E} носит прямой характер, если вероятностью резонансных переходов можно пренебречь по сравнению с вероятностью нерезонансных переходов, а параметр адиабатичности Келдыша $\gamma = \omega/\omega_{\text{тун}} = \omega\sqrt{2E_n}/\mathcal{E} \gg 1$, где $\omega_{\text{тун}}$ — частота туннелирования, а E_n — энергия связи электрона¹⁶. Практически прямой процесс имеет место в световом диапазоне

частот при напряженности поля $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{\text{ат}}$ и расстройке промежуточных резонансов, существенно превышающей ширину резонансных состояний.

Вероятность прямого процесса ионизации в монохроматическом поле описывается соотношением:

$$W_{\text{М}}(F) = \alpha_k(\omega) F^k, \quad (3.1)$$

в котором $\alpha_k(\omega)$ — многофотонное сечение этого процесса. Многофотонное сечение прямого процесса ионизации $\alpha_k(\omega)$ вдали от резонансов является медленной функцией частоты излучения. Изменением сечения при изменении частоты в пределах ширины спектра излучения многочастотного лазера будем пренебрегать. Поэтому ширина спектра излучения при прямом процессе многофотонной ионизации роли не играет. Соответственно различие между ионизацией в монохроматическом и немонохроматическом поле заключается в том, что в первом случае интенсивность можно полагать постоянной величиной, а во втором случае — случайной величиной, описываемой распределением $P(F)$. Вероятность ионизации в немонохроматическом поле описывается очевидным соотношением:

$$W(\langle F \rangle) = \int_0^{\infty} W_{\text{М}}(F) P(F) dF, \quad (3.2)$$

в котором $W_{\text{М}}(F)$ — вероятность ионизации в монохроматическом поле интенсивности F , а $\langle F \rangle$ — средняя интенсивность немонохроматического излучения, являющаяся параметром распределения $P(F)$. В соответствии с (3.1) вероятность равна:

$$W(\langle F \rangle) = \alpha_k \int_0^{\infty} F^k P(F) dF = \alpha_k \langle F^k \rangle, \quad (3.3)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю значений интенсивности излучения, реализуемых за время измерения выхода этого процесса, а $\langle F^k \rangle$ есть k -й момент распределения интенсивности $P(F)$. Возникает стандартная задача — исходя из измеренных данных о вероятности ионизации в немонохроматическом поле, получить данные о вероятности в монохроматическом поле. Заметим, что роль немонохроматичности тем существеннее, чем больше степень нелинейности (многофотонности) процесса ионизации k .

Роль немонохроматичности принято учитывать величиной так называемого статистического фактора. При равенстве частоты монохроматического излучения центральной частоте спектра немонохроматического излучения и при равных интенсивностях обоих излучений $F_{\text{М}} = \langle F \rangle$ статистическим фактором принято называть величину:

$$g_k = \frac{W}{W_{\text{М}}} = \frac{1}{F_{\text{М}}^k} \int_0^{\infty} F^k P(F) dF. \quad (3.4)$$

В том случае, когда немонохроматическое излучение является излучением теплового источника и величина $P(F)$ описывается соответственно экспоненциальным соотношением (2.2), легко видеть из (3.4), что величина статистического фактора имеет хорошо известное значение¹:

$$g_k = k! \quad (3.5)$$

Такое же значение имеет статистический фактор для лазерного излучения, если оно эквивалентно излучению теплового источника.

Полученные выше соотношения, описывающие многофотонные связанно-свободные переходы в немонохроматическом поле, нарушаются, если по мере увеличения интенсивности излучения процесс ионизации начинает носить туннельный характер (см. гл. 6, п. б), возникают промежуточные резонансы (см. гл. 6, п. в) или оказывается неприменимо понятие вероятности перехода в единицу времени из-за большой длительности импульса возбуждающего поля.

Обратимся теперь к случаю многофотонного возбуждения атома. В отличие от связанно-свободных переходов, в случае связанно-связанных переходов многофотонное сечение перехода существенно зависит от частоты в области резонанса. Поэтому ширина спектра лазерного излучения влияет на вероятность перехода. Однако в рассматриваемом нами случае характер этой зависимости не изменяется при изменении напряженности поля, так как предполагается, что возмущение резонансного уровня меньше, чем его естественная ширина (обратная ситуация, когда возмущение резонансного состояния играет существенную роль, рассмотрена в гл. 5).

Наличие зависимости сечения от частоты излучения при многофотонном возбуждении приводит к тому, что для характеристики излучения недостаточно k -го момента распределения интенсивности, а необходимо знание корреляционной функции k -го порядка. В отсутствие промежуточных резонансов, когда многофотонный переход представляет собой ряд виртуальных однофотонных переходов, вероятность многофотонного перехода определяется одновременной корреляционной функцией k -го порядка^{1,17}:

$$G_k(t) = \langle [\mathcal{E}^*(t') \mathcal{E}(t' + t)]^k \rangle. \quad (3.6)$$

Качественно функция $G_k(t)$ ведет себя так же, как и $G_1(t)$. При $t = 0$ значение корреляционной функции равно моменту k -го порядка распределения интенсивности $P(F)$:

$$G_k(0) = \langle F^k \rangle. \quad (3.7)$$

При увеличении t от 0 функция $G_k(t)$ существенно спадает от величины $\langle F^k \rangle$ за корреляционный временной интервал $\tau_k < \tau_1 \equiv \tau_{\text{кор}}$. На этом интервале $G_k(t)$ промодулирована с частотой $k\omega_0$, где ω_0 — центральная частота спектра излучения. Усреднение в соотношении (3.6) проводится по большому числу независимых значений $\mathcal{E}(t)$. Так как в рассматриваемых нами режимах генерации — непрерывном и импульсном режимах генерации аксиальных мод — модовый состав излучения не изменяется, то выбор момента времени t' роли не играет, поле лазерного излучения в этом смысле можно считать стационарным.

Вероятность k -фотонного связанно-связанного перехода в единицу времени описывается следующим соотношением^{1,17}:

$$W = A_k \int_{-\infty}^{\infty} G_k(t) e^{-i\omega_0 t - \Gamma|t|} dt, \quad (3.8)$$

в котором A_k — составной матричный элемент перехода, ω_0 — частота перехода между состояниями 0, 1, а Γ — естественная ширина возбужденного состояния, введенная феноменологически.

Как следует из (2.1), (3.6) и (3.8), частотная зависимость вероятности возбуждения $W(\omega)$ определяется как временем жизни атома в возбужденном состоянии, так и временем затухания корреляционной функции $G_k(t)$. Определяющим является меньшее из этих времен. Полное решение этой задачи дано в работах¹⁷.

Для упрощенного анализа целесообразно выделить два противоположных случая — случай узкого и широкого спектра возбуждающего излучения.

Узким в данном случае будем называть спектр, когда выполняется соотношение $\Gamma \gg \Delta\omega \sim 1/\tau_k$. Характер процесса многофотонного возбуждения при этом аналогичен прямому процессу многофотонной ионизации атомов, рассмотренному выше. При выполнении указанного выше неравенства затуханием корреляционной функции в соотношении (3.8) можно пренебречь, так что вероятность возбуждения описывается соотношением ¹⁸:

$$W_k \approx A_k G_k^2(0) \frac{2\Gamma}{(\omega_{01} - k\omega_0)^2 + \Gamma^2}. \quad (3.9)$$

При равенстве частоты монохроматического излучения центральной частоте немонохроматического излучения ω_0 и при равных интенсивностях $F_M = \langle F \rangle$, как и в случае связанно-свободных переходов, для связанно-связанных переходов, когда зависимостью вероятности от частоты можно пренебречь, роль немонохроматичности излучения можно характеризовать статистическим фактором:

$$g_k = \frac{W}{W_M} = \frac{\langle F^k \rangle}{F_M^k}.$$

Если флуктуации излучения описываются гауссовым случайным процессом (что, как известно, справедливо для излучения теплового источника), то высшие корреляционные функции можно выразить через низшую функцию:

$$G_k(t) = k! [G_1(t)]^k,$$

т. е.

$$G_k(0) = \langle F^k \rangle = k! \langle F \rangle^k$$

и, следовательно, $g_k = k!$.

Таким образом, для связанно-связанных переходов в отсутствие возмущения резонансных уровней в условиях узкого спектра возбуждающего излучения величина статистического фактора та же ^{17, 19}, как и в случае связанно-свободных переходов.

Нам не известны прямые эксперименты, относящиеся к степенным процессам многофотонного возбуждения изолированного атома. Однако качественно аналогичные явления имеют место для эффектов в атомарных парах и при возбуждении молекул. В качестве примера можно указать на работу ²⁰, в которой пары натрия облучались излучением лазера на красителе и наблюдался процесс двухфотонного возбуждения. Использовалось многочастотное излучение с двумя различными ширинами спектров, примерно равными 0,1 и 0,01 см⁻¹. В первом случае ширина эффективного спектра лазерного излучения была одного порядка величины с доплеровской линией поглощения паров. Во втором случае ширина спектра излучения была на порядок величины меньше ширины спектра поглощения, так что реализовался случай узкого спектра лазерного излучения. Экспериментальные результаты в виде зависимости числа возбужденных атомов от интенсивности излучения приведены на рис. 2. В обоих случаях выход процесса пропорционален квадрату средней интенсивности излучения, однако при равных средних интенсивностях выход больше при меньшей ширине возбуждающего спектра. Измеренное отношение выходов под действием излучения с узким и широким спектрами $1,8 \pm 0,3$ находится в хорошем согласии с расчетами по формуле типа (3.8), дающими величину $1,7 \pm 0,2$.

Экспериментальные данные, относящиеся к процессу двухфотонного возбуждения молекул красителей, получены в работах ^{21, 22}. В обоих случаях измерялась величина статистического фактора, которая оказалась близка к 2!. Малые отклонения от 2!, обнаруженные в работе ²¹, трудно однозначно интерпретировать, так как возможно, что вклад в выход дают также и однофотонные процессы возбуждения. (Результаты работы ²² более подробно обсуждаются в § 6, так как наиболее ценный результат относится к зависимости статистического фактора от числа генерируемых мод.)

В противоположном предельном случае широкого спектра излучения, когда выполняется соотношение $\Gamma \ll \Delta\omega$, в соотношении (3.8) частотная зависимость $W(\omega)$ существенно определяется характером затухания корреляционной функции $G_k(t)$. Как следует из (3.8), в этом случае $W(\omega)$ определяется фурье-образом корреляционной функции $G_k(t)$, т. е. величиной

$$S_k(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G_k(t) e^{-i\omega t} dt. \text{ Поскольку } F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G_1(t) e^{-i\omega t} dt \text{ есть}$$

спектральное распределение интенсивности лазерного излучения, то естественно величину $S_k(\omega)$ называть эффективным спектром интенсивности, отвечающим k -фотонному процессу. В том случае, когда флуктуации излучения представляют собой гауссовый случайный процесс, эффективный спектр k -го порядка описывается k -кратной сверткой спектра излучения $F(\omega)$ ²³. Если при этом спектр излучения $F(\omega)$ имеет гауссову форму, то эффективный спектр k -го порядка $S_k(\omega)$ также имеет гауссову форму при ширине, в \sqrt{k} раз большей.

Для случая широкого спектра хотя формально и можно ввести статистический фактор ^{19, 21}, однако фактор при этом теряет свою универсальность, так как определяется не только свойствами излучения, но также и свойствами атомной системы. В частности, соотношение вероятностей может быть как больше, так и меньше единицы.

4. ВОЗМУЩЕНИЕ АТОМНОГО СПЕКТРА В НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Как уже говорилось выше, действие сильного светового поля на атом проявляется, кроме большой вероятности многофотонных переходов, также и в существенном возмущении атомного спектра, выражающемся в сдвигах и уширениях атомных уровней. Возмущение атомного спектра достаточно подробно описано в научной литературе в случае монохроматического внешнего поля ^{2, 3, 25, 26}. При этом, как правило, выделялись два предельных случая — резонансное и нерезонансное возмущение. Резонансным принято называть возмущение в том случае, когда матричный элемент, определяющий процесс перемешивания пары резонансных уровней, превосходит бесконечную сумму матричных элементов, характеризую-

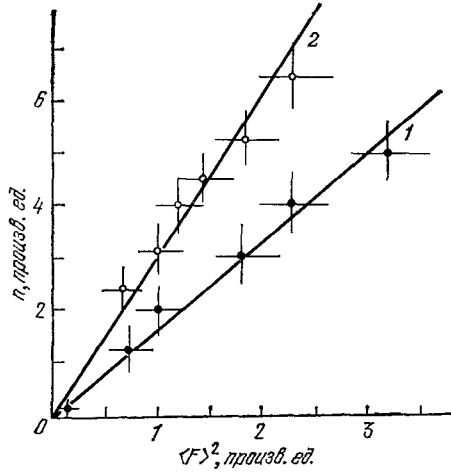


Рис. 2. Зависимость числа возбужденных атомов n от интенсивности излучения $\langle F \rangle$ в процессе двухфотонного возбуждения излучением с различными ширинами спектров: 1 — $\Delta\nu \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$, 2 — $\Delta\nu \approx 0,01 \text{ см}^{-1}$; ширина линии поглощения $\approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ (по результатам работы ²⁰).

щих нерезонансное взаимодействие. Практически этому соответствует близость частоты внешнего поля частоте перехода в спектре атома.

Ниже мы будем придерживаться традиционного разделения возмущения на резонансный и нерезонансный случай. Однако в монохроматическом поле это разделение значительно менее четкое, чем в монохроматическом поле, из-за наличия конечной ширины спектра излучения. Действительно, по мере увеличения расстройки между центральной частотой спектра излучения ω_0 и центральной частотой атомного перехода может возникать такая ситуация, когда внешнее поле оказывает на рассматриваемую пару уровней как резонансное, так и нерезонансное воздействие.

При возмущении атомных уровней, как и в других случаях, проявление монохроматичности возбуждающего поля существенно зависит от ширины спектра излучения, т. е. от времени корреляции лазерного излучения. Интенсивность монохроматического поля, являясь случайной функцией времени, может считаться практически неизменной лишь на интервале времени, не превышающем время корреляции $\tau_{\text{кор}}$. В течение этого промежутка времени можно говорить об энергии атома с точностью, не большей $\hbar/\tau_{\text{кор}}$ (исходя из соотношения неопределенности энергия — время). Если эта неопределенность в энергии меньше сдвига атомного уровня, т. е.

$$\frac{\hbar}{\tau_{\text{кор}}} \ll \delta E_n, \quad (4.1)$$

то сдвиг можно зафиксировать, в каждый момент времени он определяется мгновенным значением интенсивности, сдвиг «следит» за изменением интенсивности. Если же неопределенность энергии превышает сдвиг

$$\frac{\hbar}{\tau_{\text{кор}}} > \delta E_n, \quad (4.2)$$

то энергия атомного уровня не следует за изменениями интенсивности и реализуется сдвиг, отвечающий усредненному значению интенсивности $\langle F \rangle$.

Условие (4.1) на частотном языке соответствует случаю узкого спектра возмущающего поля:

$$\Delta\omega < \frac{\delta E_n}{\hbar} = \delta\omega_n,$$

где $\delta\omega_n$ — сдвиг атомного уровня, выраженный в частотных единицах; условие (4.2) соответствует широкому спектру излучения.

Выше предполагалось, что $\tau_{\text{кор}}$ и $1/\delta\omega_n$ много меньше времени жизни атома в возбужденном состоянии по отношению к процессу спонтанной релаксации. Очевидно, что практически во всех интересующих нас случаях это предположение выполняется.

а) Резонансное возмущение атомных уровней

На первый взгляд наиболее простой системой для рассмотрения является двухуровневая система: основное — возбужденное состояния в резонансном внешнем поле. Однако, как известно, теоретический анализ этой системы требует учета изменения населенности резонансных уровней, что является осложняющим обстоятельством. Для математического описания этого случая необходимо использовать язык матрицы плотности.

Основные закономерности рассматриваемого явления значительно проще проследить на примере трехуровневой системы, в которой осуществляется двойной оптический резонанс *). Рассмотрим случай, когда

*) Возмущение уровней атома в этом случае иногда называют эффектом Аутлера — Таунса.

имеется два внешних поля — сильное поле на частоте ω_0 , близкой частоте перехода 2—3, и слабое «пробное» поле на частоте Ω , близкой частоте перехода 1—2 (рис. 3). При этом ставится задача описания процесса поглощения пробного излучения в зависимости от различных свойств сильного поля $\mathcal{E}(t)$ и двухуровневой системы 2—3. Сдвиг уровней проявляется в форме линии поглощения пробного поля. В такой постановке задачи нет необходимости производить учет изменения населенностей атомных уровней, что значительно упрощает анализ.

Теоретическое описание процесса возмущения атомного уровня в случае произвольного случайного поля $\mathcal{E}(t)$ в настоящее время отсутствует. Результаты получены для двух частных случаев — для поля $\mathcal{E}(t)$, представляющего собой разрывный марковский процесс²⁷, т. е. такой процесс,

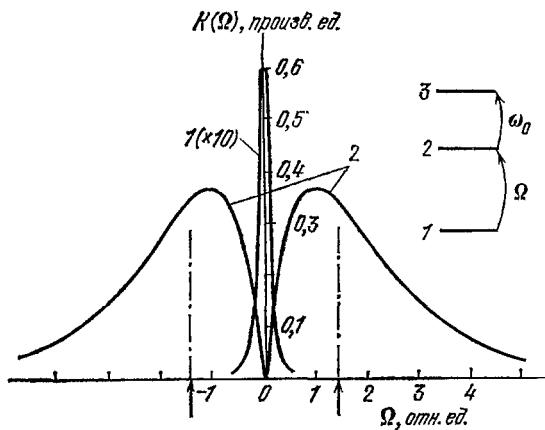


Рис. 3. Форма линии поглощения $K(\Omega)$ слабого поля частоты Ω атомом в присутствии сильного резонансного поля частоты ω_0 (схема уровней справа сверху) по данным²⁸. 1 — случай широкого спектра возмущающего излучения, 2 — случай узкого спектра. Стрелками указано положение компонент линии поглощения атома в присутствии сильного резонансного монохроматического поля той же интенсивности, что и в случае 1.

когда амплитуда и фаза, характеризующие немнохроматическое излучение, изменяются скачком в случайные моменты времени и для гауссова поля²⁸, т. е. в частном случае и для излучения теплового источника. Результаты для предельных случаев широкого и узкого спектров излучения оказались качественно аналогичными. При этом широким является спектр излучения, если $(\Delta\omega)^2 \gg |V_{32}|^2$ где $V_{32} = |d_{32}| \mathcal{E}$ — матричный элемент, описывающий процесс резонансного перемешивания состояний 2 и 3, а узким — при обратном знаке неравенства. При широком спектре излучения линия поглощения вспомогательного света на переходе 1—2 имеет лоренцеву форму с шириной $\sim |V_{32}|^2/\Delta\omega$, зависящей от интенсивности и от спектра излучения (рис. 3). При узком спектре форма линии поглощения вспомогательного света отражает совокупность положений атомного уровня, реализующихся в ансамбле случайных значений амплитуды поля. В этом случае для описания формы линии в немнохроматическом поле необходимо выражение для формы линии в монохроматическом поле усреднить по распределению амплитуды поля $\mathcal{P}(A) = 2AP(A^2)$, $A = \sqrt{F}$. Линия поглощения при этом имеет вид двугорбой кривой с провалом в центре, что качественно аналогично расщеплению линии при резонансном перемешивании в монохроматическом поле² (рис. 3). При этом спектр лазерного излучения оказывается несущественным — как будет видно из дальнейшего описания, качественно подобная ситуация всегда

характерна для узкого спектра лазерного излучения. Отметим, что в переходной области от узкого к широкому спектру проявляется характер случайного изменения $\mathcal{E}(t)$ ²⁹.

Обратимся теперь к случаю резонансного возмущения атомных уровней, когда сильное немонахроматическое поле находится в резонансе с переходом атома из основного состояния 1 в 2, а слабое поле осуществляет переход 2—3 (см. схему уровней рис. 4). Как уже указывалось изменение заселенностей резонансных состояний при этом значительно, возникает насыщение, для описания необходимо использовать язык матрицы

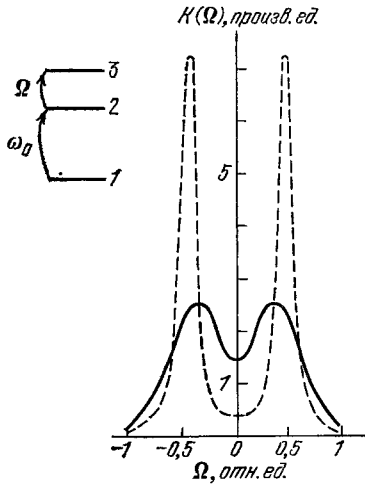


Рис. 4. Форма линии поглощения $K(\Omega)$ слабого поля частоты Ω атомом в присутствии резонансного поля частоты ω_0 (схема уровней слева сверху) по данным³⁰.

Сплошная кривая — немонахроматическое поле, штриховая — поле постоянной амплитуды.

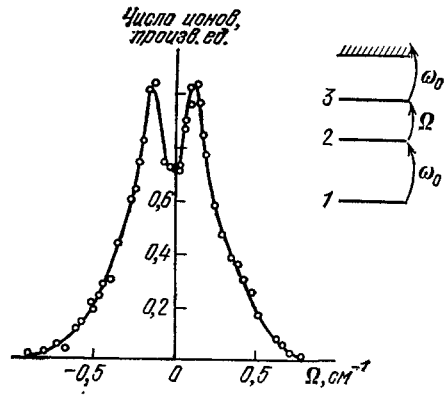


Рис. 5. Форма линии поглощения слабого поля частоты Ω (переход 2—3 на схеме справа сверху) в присутствии сильного резонансного поля частоты ω_0 по данным работы³¹.

Число ионов в данном эксперименте пропорционально числу атомов в состоянии 3.

плотности. Из-за математических трудностей теоретический анализ этого случая выполнен лишь численно в условиях узкого спектра излучения³⁰. Результаты расчетов формы линии поглощения слабого поля при точном резонансе сильного поля представлены на рис. 4. Сильное немонахроматическое поле описывается разрывным марковским процессом со случайно флуктуирующей амплитудой. Там же, для сравнения, представлены результаты расчетов, соответствующих возбуждению излучением с постоянной амплитудой. Как и следовало ожидать, для узкого спектра возмущающего излучения линия поглощения расщепляется (рис. 4) аналогично расщеплению в монохроматическом поле². Необходимо отметить, что в случае немонахроматического поля по сравнению с монохроматическим полем ширина максимумов больше, а расстояние между ними меньше. Общий характер явления аналогичен случаю двойного оптического резонанса (см. рис. 3). Полученные данные для немонахроматического поля качественно соответствуют результату усреднения по распределению амплитуд поля.

Роль немонахроматичности излучения лазера при резонансном возмущении атомных уровней исследовалась экспериментально на примере атома натрия в условиях, когда сильное поле лазерного излучения находилось в резонансе с переходом атома из основного состояния³¹ (рис. 5).

Таким образом, заселение резонансных уровней 1, 2 оказывалось существенным. Возмущение атомного уровня 2 анализировалось по форме линии поглощения при переходе атома из 2 в 3 под действием слабого поля излучения второго лазера, перестраиваемого по частоте. Количество атомов, перешедших в состояние 3, регистрировалось путем наблюдения ионизации из этого состояния, происходящей под действием сильного поля. Ширина спектра сильного поля излучения была невелика $\approx 0,03 \text{ см}^{-1}$ (около 10 продольных мод), в то время как напряженность его поля столь высока, что масштаб возмущения значительно превосходил ширину спектра, т. е. имел место случай возмущения излучением с узким спектром. Зависимость ионного сигнала от частоты слабого поля излучения, отражающая резонансное возмущение уровня 2, приведена на рис. 5. Отчетливо наблюдается расщепление линии, отвечающее случаю узкого спектра возмущающего поля. Авторами³¹ были получены также экспериментальные данные о зависимости формы линии поглощения слабого поля излучения при расстройке сильного возмущающего поля. Полученные результаты качественно согласуются с расчетами³⁰. Однако количественное сопоставление затруднено из-за необходимости учета пространственной неоднородности возмущающего поля.

б) Нерезонансное возмущение атомных уровней

Характер нерезонансного возмущения атомных уровней в монохроматическом поле достаточно хорошо известен^{2,25}. Величина сдвига уровня n описывается разложением по степеням интенсивности внешнего поля:

$$\delta E_n = \alpha_{1n} F + \alpha_{2n} F^2 + \dots, \quad (4.3)$$

где α_{1n} — динамическая поляризуемость, а α_{2n} — динамическая гиперполяризуемость атома. В дальнейшем мы ограничимся случаем, когда сдвиг определяется лишь первым членом разложения (4.3) *). Как правило, именно этот случай и реализуется на практике при напряженности поля $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{\text{ат}}$.

Теоретический анализ роли некогерентности внешнего поля при нерезонансном возбуждении атомных уровней может быть проведен на примере трехуровневой системы, рассмотренной выше при описании резонансного возмущения. Условие реализации нерезонансного возмущения уровней 2 и 3 (рис. 3) заключается в том, что как собственная ширина Γ_{23} перехода 2—3, так и матричный элемент взаимодействия между этими уровнями должны быть гораздо меньше расстройки резонанса Δ между частотой внешнего поля и частотой перехода 2—3: $\Gamma_{23}, |V_{32}| \ll \Delta = |\omega_{32} - \omega_0|$. При выполнении этого условия из соотношений (4.5)—(4.7) можно получить выражение для формы линии поглощения слабого пробного света, в которой проявляется сдвиг уровней. Как и в предыдущем случае, выделим случаи узкого и широкого спектров возмущающего излучения.

Критерий реализации случая узкого спектра имеет вид

$$\frac{|\alpha_{12} \langle F \rangle|}{\hbar^2 \omega_2} \gg \Delta \omega. \quad (4.4)$$

При выполнении этого критерия для формы спектра получается соотношение

$$K(\Omega) \sim P \left(-\frac{\omega_{21} - \Omega}{\alpha_{12}/\hbar} \right), \quad \frac{\Omega - \omega_{21}}{\alpha_{12}/\hbar} > 0. \quad (4.5)$$

*) Возмущение атомных уровней в этом случае иногда именуется квадратичным эффектом Штарка в переменном поле.

Форма линии, как и в случае резонансного возмущения, отражает совокупность положений атомного уровня реализующихся в ансамбле случайных значений интенсивности излучения и может быть получена путем

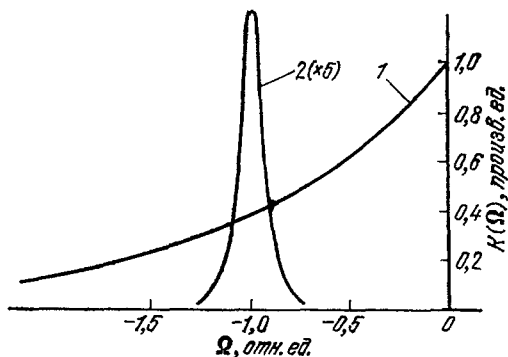


Рис. 6 Форма линии поглощения $K(\Omega)$ слабого поля частоты Ω атомом в присутствии сильного нерезонансного поля.

1 — случай узкого спектра возмущающего поля, 2 — случай широкого спектра. Естественная ширина возмущаемого уровня предполагается бесконечно малой

усреднения по распределению $P(F)$ формы линии в монохроматическом поле (рис. 6). Заметим, что форма линии не зависит при этом от формы спектра лазерного излучения.

Критерий реализации случая широкого спектра возбуждающего излучения очевидно противоположен критерию узкого спектра (4.4): $\delta\omega_2 \ll \Delta\omega$. В этом случае форма линии поглощения имеет вид лоренциана с шириной $\sim (\delta\omega_2)^2 / \Delta\omega$ (рис. 6), максимум которого смещен на величину среднего сдвига $\delta\omega_2$ ³³. Заметим, что выше мы пренебрегли зависимостью динамической поляризуемости от частоты в пределах ширины спектра

лазерного излучения. На самом деле такое предположение может быть не законным при частотах, близких к резонансным, где динамическая поляризуемость резко изменяется при изменении частоты. Немонохроматичность поля приводит при этом к размытию резонансных максимумов³².

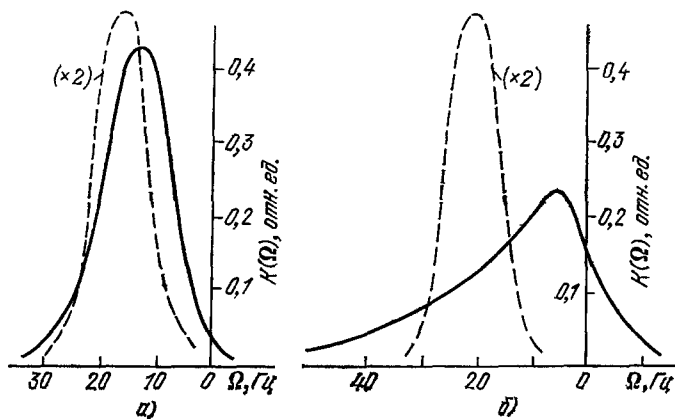


Рис. 7. Форма линии поглощения $K(\Omega)$ слабого поля частоты Ω атомом в присутствии сильного нерезонансного поля по данным эксперимента³³.

1 — случай широкого спектра возмущающего поля ($\Delta\omega = 30$ Гц), 2 — случай узкого спектра ($\Delta\omega = 2$ Гц). Штриховая кривая — случай монохроматического поля.

Проведенный анализ позволяет указать на основное качественное отличие нерезонансного возмущения в немонахроматическом поле от случая монохроматического поля — возмущение может быть описано как сдвиг уровня лишь при широком спектре излучения. В случае узкого спектра использовать термин «сдвиг уровня» нецелесообразно, так как центр тяжести линии поглощения изменяется на величину, сравнимую с величиной уширения линии. Это утверждение во всяком случае справедливо для реализующегося на практике экспоненциального распределения $P(F)$.

Экспериментальное наблюдение нерезонансного возмущения атомных уровней полем лазерного излучения в значительной мере осложнено из-за пространственной и временной неоднородности распределения интенсивности излучения лазера. Обойти эти трудности удалось авторам работы³³. Оба случая уширения атомных уровней наблюдались экспериментально при возмущении спектра атома цезия внешним некогерентным СВЧ полем. Использование в качестве источника излучения шумового СВЧ генератора позволило авторам³³ создать поле, однородное в объеме взаимодействия и во времени. Результаты этих экспериментов приведены на рис. 7. Наблюдается хорошее количественное согласие с расчетами.

Проведенное выше рассмотрение возмущения атомных уровней в некогерентном поле позволяет сделать общее заключение, что в случае узкого спектра по данным о возмущении можно восстановить свойства излучения: в резонансном случае может быть восстановлено распределение амплитуды поля $\mathcal{P}(A)$, а в нерезонансном случае — распределение интенсивности $P(F)$.

5. МНОГОФОТОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ

Выше в гл. 3 был рассмотрен степенной процесс возбуждения атома, когда вероятность полагалась пропорциональной F^k , где k — число фотонов, поглощаемых при переходе. Такой процесс имеет место, если индуцированные полем сдвиги и ширины атомных уровней меньше естественных ширин. В противоположном случае сильного возмущения атомного спектра, когда $\delta(F), \Gamma(F) > \Gamma$, индуцированные сдвиги $\delta\omega(F)$ и ширины $\Gamma(F)$ существенно определяют процесс многофотонного возбуждения и последний носит, вообще говоря, нестепенной характер. Некогерентность возбуждающего поля проявляется при этом как в возмущении резонансных состояний, так и в вероятностях многофотонных переходов. Для рассмотрения многофотонного возбуждения в некогерентном поле целесообразно также, как было сделано выше, выделить случаи узкого и широкого спектров возбуждающего излучения.

Условие реализации узкого спектра имеет вид

$$\Delta\omega \ll \Gamma(F), \delta\omega(F). \quad (5.1)$$

Определяющей является максимальная из двух величин, стоящих в правой части неравенства (5.1). Как уже отмечалось выше, в случае узкого спектра для описания вероятности нелинейного процесса в некогерентном поле необходимо использовать значение вероятности в монохроматическом поле, усредненное по распределению интенсивности $P(F)$ ^{34, 35}:

$$W \sim \int_0^{\infty} P(F) F^k \frac{\Gamma(F)}{[\omega_f - k\omega_0 + \delta\omega(F)]^2 + [\Gamma(F)]^2} dF, \quad (5.2)$$

где ω_f — частота перехода в невозмущенном атоме.

Рассмотрим частный случай, когда доминирует сдвиг, т. е. $\delta\omega(F) \gg \Gamma(F)$. При этом из (5.2) следует выражение для вероятности возбуждения, зависящей от расстройки k -фотонного резонанса ($\omega_f - k\omega_0$):

$$W \sim (\omega_f - k\omega_0)^k P_1\left(\frac{\omega_f - k\omega_0}{\alpha_{1f}/\hbar}\right). \quad (5.3)$$

Выражение (5.3), полученное в работе²⁴, справедливо при выполнении двух дополнительных условий. Во-первых, должен реализоваться резонанс со сдвинутым уровнем, т. е. должно выполняться соотношение

$(\omega_f - k\omega_0)/(\alpha_{1f}\hbar) > 0$. Кроме того, для возможности записи значения вероятности W в аналитической форме (5.3) необходимо условие $|\omega_f - k\omega_0| \gg \Gamma(F)$. Таким образом, зависимость представляет собой асимметрично уширенную линию (рис. 8). По этой зависимости в принципе может быть восстановлено распределение $P(F)$. Для экспоненциального распределения интенсивности и однофотонного перехода из возбужденного состояния в непрерывный спектр (т. е. когда $\Gamma(F) \sim F$) может быть получено аналитическое

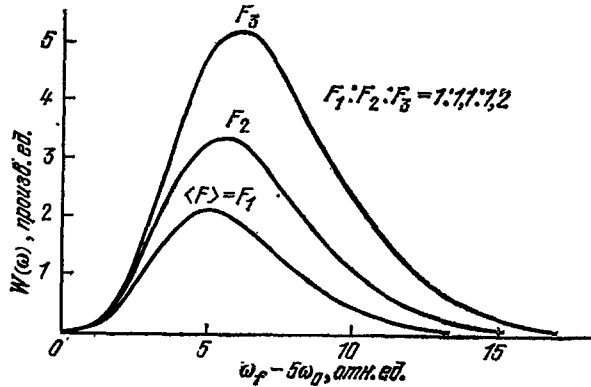


Рис. 8. Частотная зависимость вероятности пятифотонного возбуждения атома при возмущении атомных уровней (доминирует сдвиг) в условиях узкого спектра лазерного излучения (по данным³⁴).

выражение для W при произвольном соотношении между сдвигом и уширением резонансного состояния³⁵. Качественно характер зависимости $W(\omega)$ в рассмотренном частном случае естественно совпадает с характером зависимости в общем случае.

В случае широкого спектра, когда $\Delta\omega \gg \delta\omega(F)$, $\Gamma(F)$, как следует из качественного анализа, проведенного выше в гл. 4, в вероятности перехода должны проявляться средние сдвиги и средние ширины уровней. В настоящее время нет работ, количественно анализирующих многофотонное возбуждение атомов с учетом сильного возмущения спектра немонохроматическим полем при широком спектре излучения. Качественно не вызывает сомнений, что ширина резонанса определяется шириной эффективного спектра лазерного излучения для k -фотонного возбуждения, а степень нелинейности — величиной k , т. е. числом поглощенных квантов. Следует отметить, что прямых экспериментов по исследованию роли немонохроматичности при многофотонном возбуждении в условиях возмущения атомного спектра не имеется.

6. НЕЛИНЕЙНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ

Характер процесса нелинейной ионизации атома в переменном поле, когда энергия кванта $\hbar\omega$ меньше энергии связи электрона $E_{и}$, определяется тремя параметрами — напряженностью и частотой поля и энергией связи электрона. В зависимости от соотношения между этими величинами процесс ионизации носит характер прямого многофотонного процесса, туннельного эффекта или перехода через промежуточное резонансное состояние (резонансный процесс ионизации)¹⁷. Все три случая детально описаны во многих работах, а прямой и резонансный процессы ионизации подробно исследованы экспериментально¹⁻³. Однако, как и в ряде других случаев в подавляющем большинстве расчетов поле полагалось монохроматическим,

а в подавляющем большинстве экспериментальных исследований использовалось некогерентное поле лазерного излучения. В этом параграфе мы будем предполагать, что основные закономерности процесса нелинейной ионизации в монохроматическом поле известны^{2,3}, и рассмотрим специфические явления, возникающие при нелинейной ионизации в некогерентном поле.

а) Прямой процесс многофотонной ионизации атомов

Как было показано в гл. 3, при прямом процессе многофотонной ионизации учет роли некогерентности излучения сводится к введению статистического фактора, величина которого определяется соотношением (3.4).

В качестве величины средней интенсивности некогерентного излучения $\langle F \rangle$ в соотношении (3.4) подразумевается энергия излучения, отнесенная к фиксированному интервалу времени, превышающему время корреляции. Для рассматриваемого многочастотного лазерного излучения время корреляции, как правило, меньше 10^{-9} с.

Для корректного измерения средней интенсивности излучения многочастотного лазера необходимо использовать однофотонные детекторы, удовлетворяющие очевидному требованию — постоянная времени детектора должна во много раз превышать характерную длительность флуктуаций излучения. Этому требованию удовлетворяют стандартные детекторы, например, фотодиоды. При импульсном режиме генерации необходимо принимать во внимание также и форму огибающей — постоянная времени однофотонного детектора должна быть меньше длительности импульса. При одинаковой форме импульсов одночастотного и многочастотного лазеров требование равенства средних интенсивностей излучения эквивалентно требованию равенства энергий излучения в импульсе. При различных формах импульсов, ввиду нелинейного характера взаимодействия, происходящего под их воздействием, необходимо равенство не энергий, а величин

$$\int_0^{\tau} F_{\text{cp}}^k(t) dt = \int_0^{\tau_0} F_{\text{M}}^k(t) dt,$$

где $F_{\text{cp}}(t)$ — огибающая импульса многочастотного лазера длительностью τ , а $F_{\text{M}}(t)$ — огибающая импульса одночастотного лазера длительностью τ_0 .

Обратимся к экспериментальным и теоретическим данным о влиянии числа и взаимосвязи мод на величину статистического фактора.

Если исходить из распределения (2.3), то выражение для зависимости статистического фактора от числа мод имеет вид^{10, 11}

$$g_k = k! \frac{N^k (N-1)!}{(N+k-1)!}. \quad (6.1)$$

Из этого соотношения видно, что по мере увеличения числа генерируемых мод статистический фактор возрастает, приближаясь асимптотически к величине $k!$ (см. также³⁶). В другом предельном случае при $N = 1$ соотношение (6.1) дает для статистического фактора величину $g_k(1) = 1$, что соответствует значению статистического фактора для излучения одночастотного лазера. На рис. 9 приведена зависимость статистического фактора от числа мод для различных значений степени нелинейности k .

Сформулируем критерий близости лазерного излучения к излучению теплового источника в зависимости от числа мод, основываясь на асимпто-

тическом характере зависимости $g_k(N)$ при больших N . Близость имеет место при таких числах мод $N > N^*$, для которых относительное отклонение $g_k(N)$ от $k!$ не превышает величину C , т. е. в соответствии с асимптотическим поведением (6.1) выполняется соотношение

$$N > N^* = \frac{k(k-1)}{2C}. \quad (6.2)$$

Практически в виде величины C берется точность измерения величины статистического фактора g_k .

Как следует из соотношения (6.2), чем выше степень нелинейности процесса k , тем больше мод должен генерировать многочастотный лазер, чтобы действие его излучения было эквивалентно действию излучения теплового источника. При $N > N^*$ (см. (6.2)) результат взаимодействия не зависит ни от числа мод, ни от формы спектра. Как следует из всего сказанного выше, критерием реализации подобного режима генерации является наблюдение статистического фактора $g_k = k!$.

Соотношение (6.2) позволяет сделать определенные заключения о целесообразности использования излучения различных многочастотных лазеров для исследования нелинейных эффектов, исходя из ширины спектра лазерного излучения и достижимой точности C измерения статистического фактора. Так, например, спектр излучения широко распространенного рубинового лазера имеет ширину $\Delta\omega \lesssim 1 \text{ см}^{-1}$, т. е. лазер излучает не более 10^2 мод. Исходя из данных формулы (6.2), излучение подобного лазера можно с достаточной точностью полагать эквивалентным излучению теплового источника лишь для 2–3 фотонных процессов. Значительно большие возможности обеспечивает лазер на стекле с неодимом ($\Delta\omega \approx 10 \text{ см}^{-1}$,

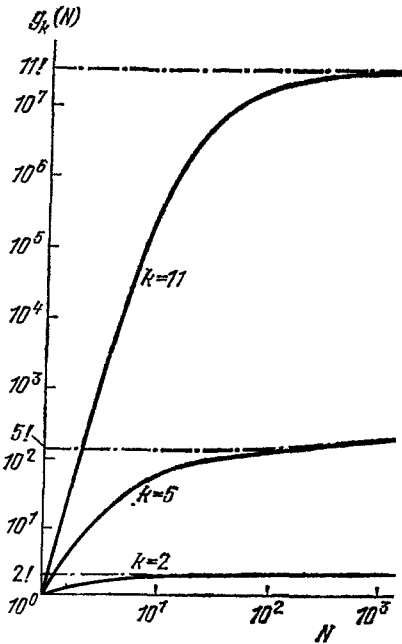


Рис. 9. Зависимость статистического фактора $g_k(N)$ от числа генерируемых лазером мод N при значениях показателя нелинейности $k = 2, 5, 11$ (расчет по формуле (6.1)).

$N \sim 10^3$ мод). Излучение этого лазера можно полагать эквивалентным излучению теплового источника в экспериментах с $k \leq 20$, т. е. вплоть до той предельной величины, которая в настоящее время реализована в экспериментах с излучением видимого диапазона частот.

В настоящее время экспериментальные данные о зависимости $g_k(N)$ получены лишь для излучения лазера на стекле с неодимом^{22, 37}, работающего в режиме модуляции добротности. Результаты этих экспериментов четко указывают на уменьшение статистического фактора по сравнению с $k!$ при малом числе мод, когда $N < N^*$.

В работе²² в качестве детектора лазерного излучения использовался не прямой процесс ионизации, а процесс двухфотонного поглощения. Экспериментальные данные о величине поглощения, полученные для $N = 1, 3-5$ и 300, позволяют установить зависимость $g_2(N)$, которая в пределах точности измерений совпадает с зависимостью (6.1) (рис. 10). Однако точность этого эксперимента недостаточно высока, чтобы сделать

какие-либо заключения о роли формы спектра. В работе ³⁷ в качестве детектора использовался процесс одиннадцатифотонной ионизации атома ксенона. Результаты измерений качественно совпадают с зависимостью (6.1), однако количественного согласия нет (рис. 11). Отличие может быть обусловлено разными причинами (см. ³⁸). Одна из них — нестепенной характер взаимодействия, свойственный этому процессу ³⁹. Кроме того, могут иметь место и нелинейные эффекты в резонаторе лазера, искажающие распределение $P(F)$, однако предположение о их доминирующей роли, высказанное в работе ⁴⁰, не обосновано независимыми экспериментальными данными.

Результаты этих экспериментов указывают на необходимость прове-

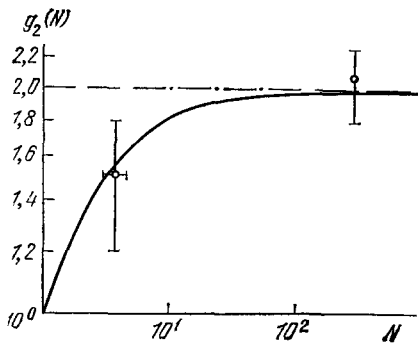


Рис 10 Экспериментальные значения величин статистических факторов $g_2(N)$ излучения неодимового лазера при различном числе генерируемых мод, полученные в работе ²². Сплошная кривая — расчет по формуле (6.1)

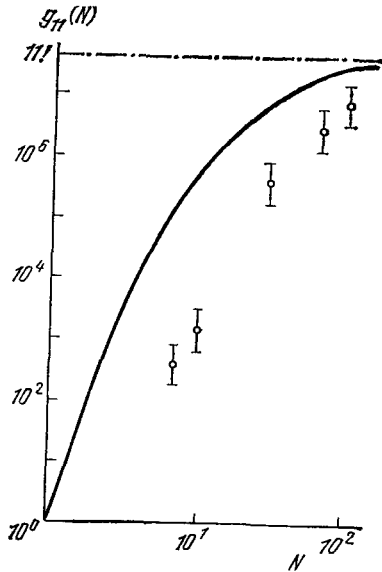


Рис 11 Экспериментальные значения величин статистических факторов $g_{11}(N)$ излучения неодимового лазера при различном числе генерируемых мод, полученные в работе ³⁷. Сплошная кривая — расчет по формуле (6.1)

дения широких исследований зависимости $g_h(N)$ и на перспективность многофотонных детекторов для подобных исследований. Следует отметить, что для однозначной интерпретации результатов подобных экспериментов необходимо осуществлять независимый контроль степенного характера взаимодействия излучения с детектором и спектра лазерного излучения.

Возможность осуществления режима генерации многих независимых мод была проверена экспериментально для лазера на стекле с неодимом для процессов со степенью нелинейности $k \leq 5$. Достаточно точные результаты получены в работах ^{41, 22} для импульсного режима генерации при модуляции добротности резонатора. В работе ⁴¹ получены данные о величине g_5 , используя пятифотонный процесс ионизации атома натрия в качестве детектора. В этом эксперименте, проведенном с числом генерируемых мод $N = 4 \cdot 10^3$, что является для степени нелинейности $k = 5$ асимптотически большой величиной, получена величина $g_5 = 10^{2,04 \pm 0,25} = 5!$ В другом эксперименте ²² наблюдался процесс двухфотонного поглощения в красителе родамин 6Ж. Лазер генерировал $N = 300$ мод, что для $k = 2$ также является асимптотически большой величиной. Измерена величина $g_2 = 2,1 \pm 0,2 = 2!$. Результаты этих экспериментов показывают, что может быть осуществлен такой режим генерации многочастотного излучения неодимовым лазером, когда это излучение с достаточной точностью эквивалентно излучению теплового источника для процессов со степенью

нелинейности $k \leq 5$. Следует отметить, что эти данные не позволяют сделать аналогичные заключения для процессов с $k > 5$. Действительно, взаимодействие между модами должно приводить к тем большему эффекту, чем больше k , а потому, в принципе, оно может не проявляться в пределах точности эксперимента при малых k и проявляться при больших k .

Наблюдение статистических факторов, равных $k!$, является необходимым условием эквивалентности свойств излучения многочастотных лазеров свойствам излучения теплового источника. Соответственно, необходимым условием является также и требование достаточно большого числа мод (6.2). Хотя эти условия и не являются достаточными, их выполнение в ряде случаев может служить косвенным обоснованием для использования в расчетах, описывающих взаимодействие многочастотного лазерного излучения с атомом, экспоненциальной функции распределения интенсивности $P(F)$, свойственной излучению теплового источника.

Необходимо иметь в виду, что при любой процедуре измерения статистического фактора измеряемая величина флуктурует. При фиксированной средней интенсивности излучения из-за флуктуаций мгновенных значений выход процесса флуктурует тем больше, чем меньше число генерируемых мод (меньше число флуктуационных выбросов на аксиальном периоде). Заметим, что флуктуации выхода существенно превышают флуктуации интенсивности излучения из-за нелинейного характера взаимодействия. Анализ зависимости флуктуаций от степени нелинейности процесса и от числа генерируемых мод лазерного излучения посвящены работы ^{11, 13}. Измерения флуктуаций выхода многофотонного процесса ионизации атомов не производились с точностью, достаточной для сопоставления с результатами этих расчетов. Известны лишь данные, показывающие, что амплитуда флуктуаций выхода при многомодовом лазерном излучении значительно превышает амплитуду при одночастотном излучении ³⁹.

Отметим, что немонохроматичность поля, кроме влияния на величину вероятности прямого процесса ионизации, может изменить также и частотную зависимость вероятности ионизации в тех областях частот, где многофотонное сечение имеет резкие межрезонансные минимумы ⁴².

б) Туннельный эффект в переменном поле

Известно, что процесс ионизации атома в переменном поле носит характер туннельного эффекта, если параметр адиабатичности меньше единицы: $\gamma = \left(\frac{\omega}{\mathcal{E}}\right) \sqrt{2E_n} \ll 1$, где \mathcal{E} и ω по-прежнему напряженность и частота поля, а E_n — энергия связи электрона, находящегося на уровне n . В этом случае вероятность ионизации экспоненциально зависит от напряженности поля и не зависит от его частоты. Соответственно различие между ионизацией в немонохроматическом и монокроматическом полях при равных средних интенсивностях излучения сводится лишь к изменению вероятности ионизации и не зависит от ширины спектра лазерного излучения. Таким образом, роль немонохроматичности излучения при туннельной ионизации может быть учтена введением соответствующего статистического фактора.

Переход от многофотонного предельного случая ($\gamma \gg 1$) к туннельному ($\gamma \ll 1$) при фиксированной частоте излучения происходит при увеличении напряженности поля. Представляет интерес выяснить, как при этом изменяется величина статистического фактора. Качественно ясно, что так как при уменьшении величины γ в области, где $\gamma \leq 1$, вероятность ионизации растет с увеличением интенсивности излучения медленнее, чем в условиях, когда $\gamma \gg 1$, то это должно приводить к понижению статистического фактора по сравнению с величиной g_k . Действительно, как мы видели выше,

в рассматриваемом случае различие между многочастотным и одночастотным излучением с фиксированной средней интенсивностью излучения сводится к наличию в первом случае мгновенных значений интенсивности, значительно превышающих среднее значение. Из-за более слабой зависимости $W(F)$ при $\gamma \ll 1$ по сравнению с соответствующей зависимостью при $\gamma \gg 1$ роль больших выбросов интенсивности в первом случае относительно меньше, чем во втором. Соответственно меньше величина статистического фактора.

Для определения величины статистического фактора при туннельной ионизации и его зависимости от напряженности поля необходимо получить выражение, описывающее вероятность туннелирования в немонохроматическом поле. Очевидно, что вероятность W в этом случае описывается соотношением (3.2):

$$W(\langle F \rangle) = \int_0^{\infty} W_M(F) P(F) dF,$$

где $W_M(F)$, как и прежде, — вероятность туннелирования в монохроматическом поле.

Полагая, что распределение интенсивности излучения $P(F)$ описывается экспоненциальной функцией (2.2), можно этот интеграл вычислить аналитически. Вероятность туннельной ионизации в немонохроматическом поле с экспоненциальной точностью описывается выражением⁴³:

$$W = \exp\left(-2\sqrt{3} \frac{E_n}{(F)^{1/3}}\right) \quad (6.3)$$

(в атомных единицах). Отметим, что эта зависимость отличается от хорошо известной зависимости описывающей вероятность туннелирования в переменном монохроматическом поле¹⁷:

$$W_M = \exp\left(-\frac{4}{3}\sqrt{2} \frac{E_n^{3/2}}{F^{1/2}}\right). \quad (6.4)$$

Зависимость, даваемая соотношением (6.3), является более плавной по сравнению с W_M , что, как уже говорилось выше, качественно представляется достаточно очевидным — в немонохроматическом поле основную роль играют большие выбросы интенсивности излучения.

Хотя аналитический вид зависимостей $W(\langle F \rangle)$ и $W_M(F)$ различен, однако, как и ранее для степенных зависимостей, в этом случае различие между немонохроматическим и монохроматическим полем может быть выражено через статистический фактор (3.4):

$$g = \frac{W(\langle F \rangle)}{W_M(F)}.$$

Вычислению этого фактора, в том числе и для наиболее интересной для эксперимента промежуточной области, когда $\gamma \sim 1$, посвящен ряд работ^{39, 44-47}. Значения статистического фактора при $\gamma \sim 1$, полученные численным интегрированием, приведены на рис. 12 для двух частных случаев, которые переходят при $\gamma \gg 1$ в степенные процессы с величинами $k = 5$ и $k = 11$. Видно, что g начинает заметно отклоняться от $k!$ уже при значениях $\gamma \gtrsim 1$, причем отклонение тем сильнее, чем больше k .

Экспериментальное наблюдение отклонения статистического фактора g от $k!$ проведено в работе³⁸ на примере ионизации атома ксенона в поле излучения многочастотного лазера на стекле с неодимом. При $\gamma \gg 1$ это одиннадцатифотонный процесс ионизации, хорошо изученный экспериментально. Постановка эксперимента по измерению g была аналогична

постановке эксперимента по измерению статистического фактора g_5 (см. гл. 6, а)), причем использовались те же два лазера, работавшие в тех же режимах — одночастотном и многочастотном. Во втором случае лазер излучал $4 \cdot 10^8$ продольных мод. Эта величина в соответствии с соотношением (6.2) была достаточно велика, чтобы для одиннадцатифотонного процесса ионизации могла реализоваться с хорошей точностью величина статистического фактора $g_{11} = 11!$. Ионизация наблюдалась при напряженности поля $\mathcal{E} \approx 5 \cdot 10^7$ В · см⁻¹, что соответствует величине $\gamma \approx 5$. Контрольные эксперименты, в которых изменялась частота излучения лазера, показали, что промежуточные резонансы роли не играют. Результаты эксперимента приведены на рис. 12, из которого видно что $g = 10^{5 \pm 1}$ на два порядка величины меньше, чем $g_{11} = 11! = 10^7$. Экспериментально измеренная величина g хорошо согласуется с расчетными данными.

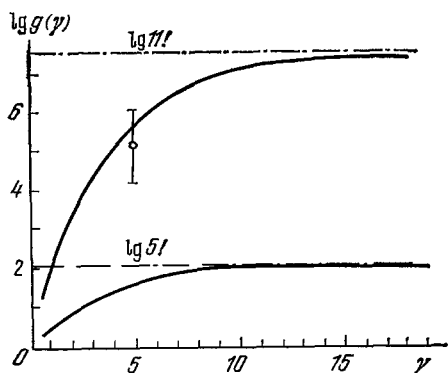


Рис. 12. Зависимость статистического фактора от параметра γ в двух частных случаях ионизации атомов, которые переходят при $\gamma \gg 1$ в степенные процессы с $k = 5$ и $k = 11$.

Сплошные кривые — расчет⁴⁶, кружком отмечено экспериментальное значение из³⁹

частот и нейтральных атомов, находящихся в основном состоянии, условие $\gamma \ll 1$ может реализоваться лишь при напряженности поля $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{ат}$, между тем общая теория ионизации¹⁷ справедлива лишь при $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{ат}$, что отражает известный факт — при $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_{ат}$ атом практически мгновенно (за атомное время $\sim 10^{-17}$ с) перестает существовать как связанная система. Поэтому отличие g от g_k представляет основной интерес как предел, до которого справедливо факториальное выражение для статистического фактора.

Необходимо также иметь в виду, что в случае ионизации из высоковозбужденных состояний (малое E_n) в поле инфракрасного диапазона частот (малое ω) величина параметра $\gamma \ll 1$ может быть реализована и при $\mathcal{E} \ll \ll \mathcal{E}_{ат}$, так что величина статистического фактора может значительно отличаться от $k!$

в) Резонансный процесс ионизации атома

Процесс многофотонной ионизации атома принято называть резонансным в том случае, когда энергия перехода, разрешенного соответствующими правилами отбора, из начального состояния E_0 в какое-либо возбужденное связанное электронное состояние E_1 соответствует энергии одного или нескольких квантов внешнего поля (рис. 13). Критерий реализации резонанса с изолированным уровнем имеет вид

$$|\Delta|, \Gamma \ll |E_1 - E_0|;$$

Как отмечалось выше (см. гл. 6,а)), экспериментальные данные полученные в работе³⁷ при наблюдении того же процесса ионизации атома ксенона светом от лазера на стекле с неодимом, излучавшего различное малое число продольных мод, дали иную величину статистического фактора, чем предсказывает соотношение (6.1). Одной из причин может быть малая величина параметра γ , которая была в экспериментах³⁷ такой же, как и в эксперименте³⁹, т. е. $\gamma \sim 5$.

В заключение отметим, что, оставаясь в рамках светового диапазона

расстройка резонанса

$$\Delta = E_1 - E_0 - k_1 \hbar \omega$$

и ширина резонансного состояния Γ должны быть малы по сравнению с энергией резонансного перехода. Наиболее сильное проявление резонанса ограничено обычно диапазоном расстроек, не превышающим ширину резонансного уровня:

$$|\Delta| \lesssim \Gamma.$$

При этом, в том случае, когда речь идет о сильных полях, как расстройка резонанса, так и ширина резонансного состояния являются функциями напряженности поля.

В слабом монохроматическом поле, когда сдвиг и уширение резонансного состояния меньше его естественной ширины, вероятность резонансной ионизации описывается известной формулой ²:

$$W_m = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{|V_{01}^{(k_1)}|^2}{\Delta^2 + \Gamma^2} |V_{1E}^{(k_2)}|^2 \sim F^k, \quad (6.5)$$

где V — матричные элементы переходов, а Γ — здесь естественная (спонтанная) ширина резонансного состояния.

Соотношение (6.5) некорректно в случае сильных полей, когда сдвиг и (или) уширение резонансного состояния, сами по себе являющиеся функциями напряженности поля, больше его естественной ширины. Как известно, три различных физических явления могут приводить к возмущению резонансного состояния. Это, во-первых, перемешивание основного и резонансного состояний, приводящее к возникновению так называемой полевой ширины резонанса:

$$\Gamma_f = d_{01} \mathcal{E}^{k_1} = d_{01} F^{k_1/2}. \quad (6.6)$$

Во-вторых, нерезонансный сдвиг состояний 0, 1, приводящий к изменению энергии перехода на величину

$$\delta\omega_{01} = \frac{1}{4} \alpha \mathcal{E}^2 = \frac{1}{4} \alpha F. \quad (6.7)$$

Наконец, в-третьих, это уширение резонансного состояния за счет переходов электрона в непрерывный спектр — так называемое ионизационное уширение:

$$\Gamma_i = \alpha_{1E} \mathcal{E}^{2k_2} = \alpha_{1E} F^{k_2}. \quad (6.8)$$

В (6.6)—(6.8) d_{01} — матричный элемент дипольного момента при $k_1 = 1$ и соответствующий составной матричный элемент при $k_1 > 1$; α — разница динамических поляризуемостей основного и резонансного состояний; α_{1E} — сечение процесса ионизации из резонансного состояния. В соотношении для нерезонансного сдвига $\delta\omega_{01}$ приведен лишь первый, квадратичный по напряженности поля, член разложения динамической поляризуемости. Ограничение первым членом разложения, как правило, справедливо при не очень высоких напряженностях поля $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{ат}$, исключая узкие спектральные интервалы в межрезонансных промежутках, где динамическая поляризуемость проходит через нулевое значение, изменяя

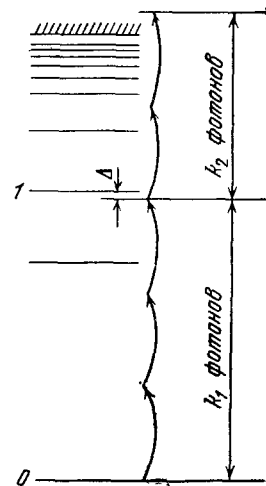


Рис. 13. Схема атомных уровней, поясняющая условия резонансного процесса ионизации, $k = k_1 + k_2$.

знак ^{2, 3}. Отметим, что функциональная зависимость полевого Γ_f и ионизационного Γ_i возмущений определяется в каждой конкретной ситуации степенью многофотонности соответствующих переходов k_1 и k_2 . В зависимости от величин k_1 и k_2 доминирует тот или иной процесс возмущения или доминирующий процесс не может быть выделен на основании аналитических соотношений; иногда это оказывается возможно на основании численных оценок соответствующих матричных элементов. Описанию процесса резонансной ионизации в сильном монохроматическом поле посвящено много работ, результаты которых суммированы в ^{2, 48}. Вероятность ионизации в сильном монохроматическом поле при наличии промежуточного резонанса в большинстве случаев описывается соотношением типа (6.5), в котором роль Γ играет комбинация величин Γ_f и Γ_i , а к расстройке Δ добавляется величина $\delta\omega_{01}$. Существуют некоторые частные случаи, когда соотношение для вероятности резонансной ионизации носит иной, более сложный характер ⁴⁸, однако мы их рассматривать не будем ввиду того, что вероятность реализации их на практике мала.

Влияние возмущения резонансного состояния сводится к сдвигу резонансного максимума в зависимости вероятности от частоты поля $W(\omega) |_{\langle F \rangle - \text{const}}$, в изменении ширины резонанса по сравнению со случаем слабого поля, к наблюдению зависимости $W(\langle F \rangle) |_{\omega - \text{const}}$ как более, так и менее крутой, по сравнению с исходной степенной зависимостью для случая слабого поля $W \sim \langle F \rangle^k$, а также в неприменимости в ряде случаев простой формулы типа (6.5).

При резонансной ионизации в слабом поле, когда возмущения резонансного состояния меньше его естественной ширины, немонохроматичность внешнего поля сказывается лишь в характере переходов электрона из одного состояния в другое. При резонансной ионизации в сильном поле немонохроматичность внешнего поля проявляется также и в характере возмущения резонансного состояния. В отличие от резонансной ионизации в монохроматическом поле новые эффекты, присущие немонохроматическому полю, связаны как со случайным характером распределения интенсивности внешнего поля во времени, так и с конечной шириной спектра излучения. Конечная длительность импульса излучения, проявление которой учитывалось при описании резонансного процесса ионизации ⁴⁸, нами не принимается во внимание, так как для многочастотных лазеров обратная длительность импульса меньше ширины спектра.

Процесс резонансной ионизации в немонохроматическом поле мы будем рассматривать в двух предельных случаях — когда ширина спектра излучения больше или меньше возмущения резонансного состояния ⁴⁹. Как и в случае монохроматического поля, определяющей является максимальная из возникающих ширин.

Широким будем называть спектр излучения, если выполняется соотношение:

$$\Delta\omega \gg \max \{ \Gamma_f, \Gamma_i, \delta\omega_{01}, \Gamma \}. \quad (6.9)$$

Узкий спектр соответствует выполнению обратного соотношения

$$\Delta\omega \ll \max \{ \Gamma_f, \Gamma_i, \delta\omega_{01} \}. \quad (6.10)$$

Заметим, что во втором неравенстве естественная ширина Γ атомного уровня опущена, так как если ограничиться рассмотрением взаимодействия немонохроматического лазерного излучения с изолированными атомами и молекулами, то условие $\Delta\omega \ll \Gamma$ практически не реализуется. Реализация неравенства (6.9) или (6.10) определяется как шириной спектра, так и интенсивностью излучения, так как амплитуда возмущения резонансного состояния зависит от интенсивности излучения. При фиксированной ширине спектра излучения, если увеличить напряженность поля,

то ширина резонансного состояния увеличивается, так что случай широкого спектра (6.9) может перейти в случай узкого спектра (6.10).

Широкий спектр излучения характеризуется быстрыми ($\tau_{\text{кор}} \approx \approx 1/\Delta\omega$) флуктуациями интенсивности излучения по сравнению с временами $1/\Gamma_f$, $1/\Gamma_1$, $1/\delta\omega_{01}$, а потому возмущение резонансного состояния определяется усредненными характеристиками внешнего поля (см. гл. 4). Соответственно справедливы соотношения:

$$\Gamma_f = d_{01} \langle F^{h_1/2} \rangle, \tag{6.11}$$

$$\delta\omega_{01} = \frac{1}{4} \alpha \langle F \rangle, \tag{6.12}$$

$$\Gamma_1 = \alpha_{1E} \langle F^{h_2} \rangle. \tag{6.13}$$

Узкий спектр излучения характеризуется медленными по сравнению с временами $1/\Gamma_f$, $1/\Gamma_1$, $1/\delta\omega_{01}$ флуктуациями интенсивности излучения, а потому возмущение резонансного состояния описывается соотношениями, аналогичными соотношениям для монохроматического поля (6.6) — (6.8), в которых фигурируют мгновенные значения интенсивности излучения $F(t)$.

Качественно случай узкого спектра немонохроматического излучения аналогичен случаю монохроматического поля с медленно (по сравнению с характерным временным масштабом процесса возмущения) изменяющейся амплитудой интенсивности. Соответственно в случае узкого спектра, как и в случае монохроматического излучения, наличие возмущения резонансного состояния определяет характер зависимости вероятности ионизации от интенсивности и частоты излучения.

Для определения вероятности ионизации в немонохроматическом поле W , возникающей под действием излучения с узким спектром, необходимо усреднить величину вероятности в монохроматическом поле по распределению интенсивности излучения немонохроматического поля $P(F)$:

$$W = W(\langle F \rangle, \omega) = \int_0^{\infty} W_m(F, \omega) P(F) dF. \tag{6.14}$$

В (6.14) $W_m(F, \omega)$ — вероятность ионизации в монохроматическом поле. В немонохроматическом поле с узким спектром роль частоты ω играет центральная частота спектра излучения ω_0 , а $\langle F \rangle$ является параметром распределения $P(F)$. Тот факт, что в соотношении (6.14) спектр излучения характеризуется лишь центральной частотой ω_0 , отражает специфику случая узкого спектра, когда форма спектра излучения роли не играет.

Процесс резонансной ионизации в немонохроматическом поле с широким спектром отличен тем, что несмотря на изменение центральной частоты и формы спектра резонансного перехода, ионизация происходит под действием излучения с неизменными спектральными характеристиками, так как возмущение гораздо меньше ширины спектра. Таким образом, возмущение резонансного состояния не приводит к изменениям зависимостей $W(\langle F \rangle) |_{\omega\text{-const}}$ и $W(\omega) |_{\langle F \rangle\text{-const}}$. Зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения описывается степенным соотношением $W \sim \sim \langle F^h \rangle$, а зависимость вероятности от частоты — эффективным спектром излучения k -го порядка. Отметим, что верхняя граница интервала изменения интенсивности излучения, в котором справедливо степенное соотношение $W \sim \langle F^h \rangle$, определяется, исходя из неравенства (6.9), шириной спектра излучения; чем больше $\Delta\omega$, тем выше эта граница.

Процесс резонансной ионизации может быть использован для изучения характера возмущения резонансных уровней. При этом ионизация

из возбужденного состояния служит лишь методом регистрации возбужденных атомов (соответствующие эксперименты обсуждаются в ²⁵). Большинство подобных экспериментов выполнено с монохроматическим лазерным излучением. Их количественная интерпретация по ряду причин затруднена. Во-первых, ряд экспериментов относится к промежуточному (между узким и широким спектром) случаю взаимодействия, описание которого связано с значительными трудностями. Во-вторых, количественное сопоставление результатов экспериментов с теорией осложнено необходимостью учета пространственной неоднородности и формы импульсной огибающей лазерного излучения.

1) Резонансная ионизация излучением с узким спектром. Вероятность резонансной ионизации при узком спектре излучения (6.14) определяется вероятностью ионизации в монохроматическом поле, усредненной по распределению интенсивности $P(F)$. Полагая, что распределение $P(F)$ описывается экспоненциальной функцией (2.2), процедура усреднения проводилась в ряде работ, относящихся к различным конкретным случаям возмущения резонансного состояния и различным степеням нелинейности переходов ^{34, 50-53}. Заметим, что при сопоставлении результатов подобного усреднения с экспериментальными данными необходимо всегда принимать во внимание пространственно-временную неоднородность распределения лазерного излучения в области образования ионов. Неоднородность существенно сглаживает распределение $W(\omega) |_{\langle F \rangle - \text{const}}$, изменяет зависимость $W(\langle F \rangle) |_{\omega - \text{const}}$ и абсолютную величину вероятности ионизации.

Хорошо известно, что характер зависимости $W_M(F)$ в монохроматическом поле при наличии возмущения резонансного состояния, большего, чем его естественная ширина, зависит от величин k_1 и k_2 и может носить различный характер ⁴⁸. При определенных значениях k_1, k_2 можно выделить тот или иной процесс возмущения резонансного состояния, который доминирует. Так, при $k_1 = 1$ и произвольной величине k_2 доминирует процесс резонансного перемешивания состояний 0,1, обуславливающий возникновение полевой ширины резонансного состояния $\Gamma_1 \sim \sqrt{F}$. При $k_1 > 2$ и $k_2 > 1$ доминирует процесс нерезонансного смещения уровней 0,1 (если ограничиться учетом первого члена разложения динамической поляризуемости по напряженности поля), изменяющий энергию перехода 0,1 на величину $\delta E \sim F$. В этих двух случаях можно провести однозначный анализ роли возмущения. При других значениях величин k_1, k_2 такой анализ можно провести, лишь принимая во внимание количественные соотношения между матричными элементами, описывающими различные возмущающие процессы, так как их полевая зависимость одинакова. Иногда такой анализ также дает ценные результаты, например, для практически важного случая, когда при существенно многофотонном возбуждении ($k_1 > 2$) процесс ионизации из возбужденного состояния носит однофотонный характер ($k_2 = 1$).

Рассмотрим те случаи, когда можно выделить определенный доминирующий процесс возмущения.

а) $k_1 = 1$ k_2 — произвольно, однофотонный резонанс между состояниями 0, 1; возмущение резонансного состояния определяется процессом резонансного перемешивания этих состояний. Частный случай, когда $k_2 = 1$ (двухфотонный процесс ионизации при наличии однофотонного резонанса), рассматривался в работах ^{50, 53, 54}. Наличие резонансного перемешивания (насыщения перехода 0, 1) приводит к тому, что населенности состояний 0 и 1 примерно равны и процесс резонансной ионизации определяется лишь переходом в непрерывный спектр ⁴⁸.

В этом случае в соотношение (6.14) необходимо подставить хорошо известное выражение для вероятности в монохроматическом поле $W_M(F, \omega)$. Подобная процедура для излучения теплового источника проведена в работе ⁵⁰ для $k_2 = 1$. Результат подобной процедуры не выражается в элементарных функциях, он представлен на рис. 14. Зависимость $W(\omega)$ представляет собой резонансный максимум с шириной $\Gamma_f \approx d_{01} \sqrt{\langle F \rangle}$. Из-за наличия флуктуаций амплитуды немонохроматического поля ширина

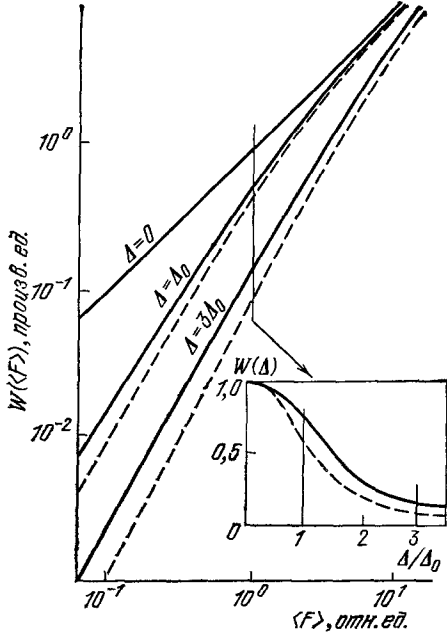


Рис. 14. Зависимость вероятности двухфотонной ионизации атома ($k_1 = 1, k = 2$) от средней интенсивности немонохроматического излучения (сплошные кривые) при различных расстройках (по данным ⁵⁰).

Штриховые кривые — то же для монохроматического излучения. На вставке — частотная зависимость вероятности ионизации.

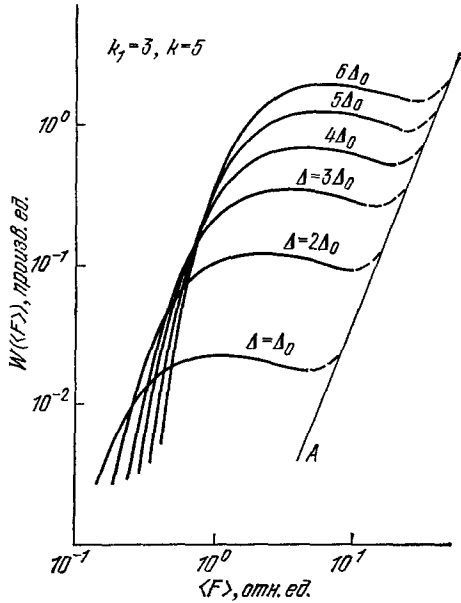


Рис. 15. Зависимость вероятности пятифотонной ионизации атома при трехфотонном резонансе ($k_1 = 3, k = 5$) от средней интенсивности немонохроматического излучения для различных расстроек Δ .

Прямая А — вклад прямого процесса в вероятность ионизации.

резонанса несколько больше ширины в монохроматическом поле. В частном случае $k_2 = 1$ при точном резонансе статистические свойства излучения при двухфотонной резонансной ионизации не проявляются.

б) $k_1 > 2, k_2 > 1$; возмущение резонансного состояния определяется процессом нерезонансного сдвига основного и возбужденного состояний. Зависимость вероятности от интенсивности определяется начальной расстройкой резонанса. Если расстройка такова, что средний сдвиг уровней приводит к настройке резонанса, то зависимость $W(\langle F \rangle)$ становится более быстрой, чем $W \sim \langle F \rangle^k$; если средний сдвиг приводит к расстройке резонанса, то $W(\langle F \rangle)$ становится более медленной (рис. 15). Следует иметь в виду, что в условиях узкого спектра излучения реализации различных амплитуд сдвигов соответствует различным мгновенным значениям интенсивности излучения. Таким образом, возникает неоднородное по времени уширение резонансного состояния. При величине среднего сдвига $\delta\omega_{01} > \Delta\omega$ величина уширения также превышает ширину спектра. Наличие уширения очевидным образом ослабляет влияние расстройки резонанса на зависимость $W(\langle F \rangle)$.

Зависимость вероятности ионизации от частоты $W(\omega)$ носит достаточно сложный характер. С одной стороны, максимальным сдвигам $\delta E \sim \sim F$ (где F — мгновенное значение интенсивности излучения), реализующимся в максимальном поле, соответствует и максимальная вероятность обоих переходов и, тем самым, максимальная вероятность ионизации. С другой стороны, в поле излучения многочастотного лазера вероятность флуктуационных выбросов максимальной амплитуды экспоненциально мала. Кроме того, существенное значение имеет начальная расстройка резонанса, так как она определяет, какие поля дают основной вклад в выход ионов — чем больше расстройка, тем напряженность «эффективного» поля выше. Совокупное действие этих факторов обуславливает зависимость $W(\omega)$. Таким образом, резонансное распределение $W(\omega)$ расположено на шкале частот по одну сторону от резонансной частоты, соответствующей отсутствию поля, распределение тем шире, чем больше средняя интенсивность излучения, а его форма определяется видом распределения $P(F)$ и степенью нелинейности процесса ионизации k . Отметим, что зависимости $W(\omega)$ в этом случае функционально носят тот же характер, что и в случае многофотонного возбуждения атома излучением с узким спектром, когда доминирует сдвиг атомных уровней³⁴ (гл. 5, рис. 8).

Из сказанного выше следует принципиальная возможность определения распределения $P(F)$, исходя из данных о распределении $W(\omega)$ ^{34, 52}. По сути дела такая возможность обусловлена тем, что возмущение определяется сдвигом уровней²⁷.

в) $k_1 > 2$, $k_2 = 1$. Возмущение резонансного состояния определяется как сдвигом уровней, так и ионизационным уширением этого состояния, так как оба процесса пропорциональны квадрату напряженности поля. Хорошо известно, что исключая частоты, при которых сдвиг равен нулю, действительная часть поляризуемости численно больше мнимой²⁵. Поэтому в этом случае можно численно полагать, что доминирует сдвиг. Соответственно зависимость $W(\omega)$ аналогична случаю, когда доминирует сдвиг, однако она сглажена за счет ионизационного уширения резонансного состояния. Результаты численных расчетов для ряда конкретных соотношений между δE и Γ_1 и для ряда конкретных значений k приведены в работе⁵¹.

Рассматривалась также обратная ситуация, когда сдвигом можно пренебречь по сравнению с ионизационным уширением резонансного состояния^{51, 53}. Зависимость $W(\omega)$ при этом имеет симметричную форму с полушириной порядка ширины резонансного уровня, а $W \sim \langle F \rangle^{k-1}$. Практическая реализация такой ситуации маловероятна. Следует иметь в виду, что при тех частотах, при которых первый (квадратичный) член разложения поляризуемости по напряженности поля равен нулю, сдвиг уровня никоим образом нельзя полагать равным нулю. При этом необходимо принимать во внимание второй член разложения (гиперполяризуемость), который может достигать величины, сравнимой с первым членом в ряде случаев даже при $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_{ат}$ ²⁵.

В проведенном выше анализе предполагалось, что для описания перехода из возбужденного состояния в непрерывный спектр может использоваться понятие вероятности в единицу времени, т. е. не принималась во внимание возможность насыщения этого перехода. Таким образом, рас-

сматривался лишь тот случай, когда справедливо соотношение $\int_0^{\tau} W_{1E} dt \ll$

$\ll 1$, где τ — длительность действия поля. Когда же возникает насыщение, т. е. переход из резонансного состояния в непрерывный спектр происходит с единичной полной вероятностью, характер процесса резонанс-

ной ионизации определяется лишь процессом возбуждения резонансного состояния⁴⁸. Это приводит в каждом из рассмотренных случаев к очевидным изменениям приведенных соотношений. С точки зрения практики возникновения насыщения играет существенную роль. Действительно, как уже говорилось выше, типичным режимом работы лазера, излучение которого используется для реализации многофотонных переходов, является режим модуляции добротности резонатора, для которого характерна длительность импульса излучения $\tau \sim 10^{-8}$ с. Соответственно насыщение наступает при вероятности ионизации $W_{1E} \sim 10^8$ с⁻¹, иначе говоря, при ширине резонансного состояния $\Gamma_1 \sim 10^{-3}$ см⁻¹, т. е. при уширении примерно того же масштаба, как и естественная ширина атомных уровней. Поэтому случай $\Delta\omega < \Gamma_1$, как правило, не реализуется.

Зависимость соотношения $W(\langle F \rangle)$ от расстройки резонанса наблюдалась неоднократно экспериментально^{55 56}. Хотя подавляющее большинство подобных экспериментов проведено в поле излучения многочастотных лазеров, количественное сопоставление результатов с результатами теоретических расчетов затруднительно из-за необходимости учета пространственно-временной неоднородности интенсивности излучения в области образования ионов. Примером учета временной неоднородности является работа⁵⁷. Однако качественно результаты экспериментов хорошо согласуются с выводами теории.

Наконец, надо отметить, что вообще случай узкого спектра может быть реализован лишь при ширине спектра лазерного излучения, не превышающей нескольких см⁻¹. Дело в том, что хотя при полях $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{ат}$ могут быть реализованы сдвиги уровней в десятки и сотни см⁻¹, однако при таких сдвигах будет, как правило, нарушаться двухуровневая модель атома, заложенная в основу проведенного анализа.

2) Резонансная ионизация излучением с широким спектром. Из критерия (6.9), определяющего условия реализации случая широкого спектра, следует, что возмущение резонансного состояния мало по сравнению с шириной спектра лазерного излучения, так что на величину вероятности ионизации возмущение не влияет. Напомним, что величина возмущения резонансного состояния, входящая в этот критерий, определяется усредненными характеристиками монохроматического поля (6.11)—(6.13). Так как возмущение резонансного состояния, которое было причиной отклонений от степенного соотношения в случае монохроматического поля, в данном случае роли не играет, то зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения с широким спектром имеет степенной характер $W \sim \langle F \rangle^h$. Вероятность резонансного процесса ионизации в случае широкого спектра излучения качественно описывается формулой вида (6.5), в которой ширина резонанса Γ определяется эффективным спектром излучения k_1 -порядка.

Рассмотрим, чем отличен процесс резонансной ионизации излучением с широким спектром от ионизации монохроматическим излучением. При этом сопоставлении мы будем, как и ранее, предполагать, что интенсивность монохроматического излучения F равна средней интенсивности монохроматического излучения $\langle F \rangle$.

Во-первых, степенной характер зависимости вероятности ионизации от интенсивности излучения реализуется в монохроматическом поле до больших значений $\langle F \rangle$, чем соответствующее значение F в случае монохроматического поля⁴⁹. Аналогичный эффект имеет место и для того из двух монохроматических полей, ширина спектра которого больше. Причина, обуславливающая этот эффект, достаточно очевидна — нарушение степенной зависимости обусловлено возмущением резонансного состоя-

ния, а оно проявляется при тем большей интенсивности излучения, чем больше ширина резонанса. В достаточно слабом монохроматическом поле ширина резонанса определяется естественной шириной резонансного состояния, а в некогерентном поле в случае широкого спектра излучения — эффективным спектром k_1 порядка $S_{h_1}(\omega)$: ширина последнего $\Delta\omega_{h_1}$ всегда больше ширины спектра $\Delta\omega$. В частности, при гауссовом характере флуктуаций $\mathcal{E}(t)$ и гауссовой форме спектра $F(\omega)$ ширина эффективного спектра равна величине $\sqrt{k_1}\Delta\omega$.

Во-вторых, в той области изменения интенсивности излучения, где процесс ионизации в монохроматическом и некогерентном полях

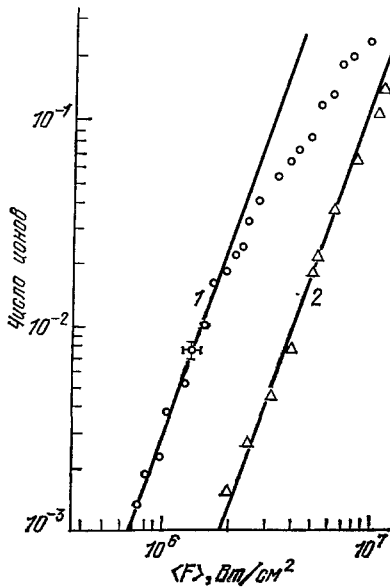


Рис. 16. Экспериментальные значения выхода ионов процесса трехфотонной ионизации атома при двухфотонном резонансе возникающего под действием излучения многократного лазера с различными ширинами спектров⁵⁸.

1 — $\Delta\nu \approx 0,09 \text{ см}^{-1}$, 2 — $\Delta\nu \approx 1,25 \text{ см}^{-1}$. Прямые — аппроксимация экспериментальных данных зависимостью $W \sim \langle F \rangle^3$.

отклонения от степенного соотношения возникают при большей средней интенсивности излучения, что соответствует условиям реализации критерия широкого спектра (6.9) при наличии возмущения резонансного состояния. Выход ионов при фиксированной средней интенсивности излучения обратно пропорционален ширине спектра излучения.

Тот же процесс трехфотонной ионизации атома натрия при двухфотонном резонансе наблюдался в работе³¹. Исследовалась резонансная зависимость вероятности ионизации $W(\omega)$ под действием излучения многократного лазера. Измерения показали, что зависимость $W(\omega)$ соответствует эффективному спектру второго порядка: форма резонанса близка к гауссовой кривой, а его ширина — $0,12 \text{ см}^{-1}$ примерно в $\sqrt{2}$ раз больше ширины спектра лазерного излучения — $0,08 \text{ см}^{-1}$, измеренной независимым образом. При этом для каждого значения расстройки выход ионов был пропорционален третьей степени интенсивности лазерного излучения.

носит степенной характер, вероятность ионизации в некогерентном поле может быть как больше, так и меньше вероятности в монохроматическом поле при равных интенсивностях излучения $\langle F \rangle$ и F . В частности, при прочих равных условиях вероятность ионизации в поле некогерентного излучения двух различных лазеров обратно пропорциональна ширине спектров лазерного излучения.

В ряде экспериментов наблюдался резонансный процесс ионизации в условиях широкого спектра лазерного излучения, однако лишь из результатов работ^{31, 58} можно извлечь количественные данные, так как в них контролировалась ширина спектра излучения.

В работе⁵⁸ наблюдался процесс трехфотонной ионизации атома натрия при наличии промежуточного двухфотонного резонанса, возникающий под действием излучения с двумя различными ширинами спектра. Экспериментальные данные о зависимости выхода ионов от интенсивности излучения приведены на рис. 16. Эти зависимости носят степенной характер с показателем степени $k = 3$, что соответствует сделанным выше заключениям. Для излучения с большей шириной спектра

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заканчивая рассмотрение проблемы нелинейного взаимодействия немонохроматического лазерного излучения с атомами, необходимо, в первую очередь, отметить ряд вопросов относящихся к теме обзора, но не нашедших в нем должного отражения.

Если сначала обратиться к самим нелинейным явлениям, то среди ряда других по различным причинам не обсуждались такие важные явления, как нелинейное рассеяние лазерного излучения и в том числе генерация высших гармоник, а также диссоциация молекул в поле инфракрасного излучения. Что касается процесса генерации гармоник, то, как известно, он представляет наибольший интерес в случае протяженной нелинейной среды, в которой устанавливаются такие фазовые соотношения между светом на основной и кратной частотах, что значительная доля энергии падающего света трансформируется в гармонику. В таких условиях немонохроматичность возбуждающего света оказывает наиболее сильное влияние на установление фазовых соотношений в среде¹⁴, так что рассмотрение влияния немонохроматичности света на процесс генерации гармоник на изолированном атоме не является самостоятельной задачей. Процесс диссоциации молекул в поле инфракрасного лазерного излучения естественно привлекает к себе внимание, так как потенциал диссоциации всегда гораздо больше энергии кванта излучения. Соответственно, в принципе, процесс диссоциации может носить экстремально многоквантовый характер. Тем самым можно ожидать, что эффекты, связанные с немонохроматичностью излучения, будут иметь в этом случае весьма существенное значение. Однако многочисленные экспериментальные факты, полученные за последнее время, ясно показывают, что диссоциация не представляет собой экстремально многоквантовый процесс. Вернее всего справедлива модель, в соответствии с которой процесс диссоциации имеет две стадии, из которых первая представляет собой относительно малофотонный процесс возбуждения молекулы, а вторая заключается в наборе энергии от внешнего поля в условиях возникновения квазиконтинуума возбужденных состояний⁵⁹. Выяснение роли немонохроматичности излучения в процессе диссоциации молекул представляет очевидный интерес, в этом направлении сделаны лишь первые шаги^{60, 61}, однако речь не идет об экстремально многоквантовых переходах.

В обзоре не обсуждалось влияние немонохроматичности лазерного излучения на спектр квазиэнергий двухуровневой системы, возникающий в сильном поле⁶². В работах^{19, 34, 63-65} получено аналитическое решение этой задачи для систем с постоянными дипольными моментами. На практике подобные системы реализуются в большом числе случаев. Это атом водорода и водородоподобные состояния сложных атомов, молекулярные системы без центра инверсии, системы со спином $1/2$ в постоянном и коллинеарном переменном магнитном поле. Результаты, полученные в указанных работах для различных частных случаев, говорят об отличии при воздействии монохроматического и немонохроматического полей. Однако этот круг явлений существен при воздействии низкочастотного поля, тем самым он находится в стороне от основной темы нашего обзора — атом в сильном немонохроматическом поле светового диапазона частот. (Заметим, что применительно к молекулам, имеющим большие постоянные дипольные моменты в основном или возбужденном состоянии, возникающие эффекты могут иметь значение и в оптическом диапазоне частот.)

Если теперь обратиться к лазерному излучению, то не были детально рассмотрены два важных частных случая: одночастотное излучение и много-

частотное излучение с синхронизацией фаз мод. Излучение лазеров с синхронизацией мод имеет известные преимущества ввиду его экстремально высокой интенсивности и экстремально малой длительности импульса, оно в настоящее время широко применяется для исследований, в том числе и нелинейно-оптических явлений. Основанием к тому, что мы игнорировали этот многочастотный режим, является детерминированный характер излучения с синхронизацией фаз мод. Описание его взаимодействия с атомом сводится к учету огибающей импульса. В качестве примера можно указать на решение этой задачи в случае резонансной ионизации ⁴⁸.

Действие одночастотного лазерного излучения в ряде случаев эквивалентно действию монохроматического излучения. Однако одночастотное излучение всегда характеризуется конечной шириной спектра, а потому обладает также чертами, специфичными для немонохроматического излучения. При непрерывном режиме генерации ширина спектра одночастотного излучения определяется случайным изменением фазы. Такое излучение описывается хорошо известной в научной литературе моделью «диффузии» фазы. Отметим, что эта модель не учитывает флуктуации интенсивности излучения и, таким образом, не отражает основные свойства многочастотного лазерного излучения, почему мы ее и не рассматривали.

Если, наконец, обратиться к измеряемым величинам, то следует отметить, что исследование флуктуаций нелинейных сигналов, которое, как уже говорилось выше, практически не проводилось, представляет собой перспективное направление исследований. Так, например, из данных о флуктуациях выхода k -фотонного процесса в принципе может быть извлечена информация о моментах распределения интенсивности более высоких порядков, чем k ⁴⁶.

Наконец, заметим, что мы ограничились обсуждением эффектов, имеющих место в условиях, когда применимо понятие вероятности в единицу времени. Учет насыщения и получение соотношений для полных вероятностей приводит к существенному усложнению описания элементарных нелинейно-оптических явлений в немонохроматическом поле ⁴⁷.

В заключение необходимо отметить, что рассмотренный круг вопросов о роли немонохроматичности поля лазерного излучения при возбуждении элементарных нелинейно-оптических явлений представляет не только общефизический интерес, а также имеет большое значение для практики. Действительно, для широкого круга применений, связанных с селективным воздействием лазерного излучения на атомы и молекулы условия эксперимента, когда взаимодействие происходит с изолированным атомом, являются оптимальными. Что касается многочастотных лазеров, то так как они позволяют получить значительно большую интенсивность излучения по сравнению с одночастотными, то их перспективность для практических применений не вызывает сомнений. Наконец, выяснение физической сущности нелинейно-оптических явлений, возникающих в протяженной среде, требует знания деталей характера нелинейного взаимодействия с изолированным атомом.

Мы хотим обратить внимание читателей, что библиография, приведенная в данном обзоре, не в полной мере отражает публикации, так как авторы, как правило, отдавали предпочтение монографиям и обзорам перед оригинальными работами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1 Коварский В А Многоквантовые переходы — Кишинев Штинца 1974
- 2 Делоне Н Б, Крайнов В П Атом в сильном световом поле — М Атомиздат, 1978
- 3 Зон Б А, Манаков Н Л, Рапопорт Л П Теория многофотонных процессов в атомах — М Атомиздат 1978
- 4 Апанасевич П А Основы теории взаимодействия света с веществом — Минск Наука и техника 1977
- 5 Рытов С М Введение в статистическую радиофизику Ч 1 Случайные процессы — М Наука, 1976
- 6 Баранова Н Б, Быковский Н Е, Сенатский Ю В Чекалин С В — Тр ФИАН СССР, 1968 т 103, с 84
7. Бабенко В А, Зельдович Б Я, Малышев В И, Сычев А А — ЖЭТФ, 1971, т 61, с 2270
- 8 Krasinski J, Dinev S — Optics Comm, 1976, v 18, p 424
- 9 Lescompte C, Mainfray G, Manus C, Sanchez F — Phys Rev Lett, 1974, v 32, p 265
- 10 Gersten J, Mittleman M — In Electron and Photon Interaction with Atom N Y 1976, p 553
- 11 Масалов А В — Квант электрон, 1976, т 3 с 1667
- 12 Debethune J L — Nuovo Cimento Ser B, 1972 v 12, p 101
- 13 Masalov A V, Todirashku S S — Optics Comm, 1980, v 32, p 497.
- 14 Ахманов С А, Чиркин А С Статистические явления в нелинейной оптике — М Изд-во Моск ун-та, 1971
- 15 Зельдович Б Я, Кузнецова Т И — УФН, 1972, т 106, с 47
- 16 Келдыш Л В — ЖЭТФ, 1964, т 47, с 1945
- 17 Mollow B R — Phys Rev, 1968, v 175, p 1555
Agarwal S S — Ibid Ser A, 1970, v 1, p 1445
- 18 Коварский В А, Перельман Н Ф, Авербух И Ш, Баранов С А, Годиращку С С Неадиабатические переходы в сильном электромагнитном поле — Кишинев Штинца 1980
- 19 Коварский В А — ЖЭТФ, 1969, т 57, p 1217
- 20 Marx B R, Simons J, Allen L — J Phys Ser B, 1978 v 11, p L273
- 21 Krasinski J, Chudzynski S, Msjewski W, Glodze M — Optics Comm, 1974, v 12, p 304
- 22 Смирнова Т Н Тихонов Е А — Квант электрон, 1977, т 4, с 1105
- 23 Стрижевский В Л — Опт и спектр, 1966, т 20 с 516
- 24 Dixit S, Lambropoulos P — Phys Rev Lett, 1978, v 40, p 111
- 25 Делоне Н Б, Зон Б А, Крайнов В П, Ходовой В А — УФН, 1976, т 120, с 3
- 26 Vagos J — Phys Rept, 1977, v 31, p 209
- 27 Бурштейн А И, Зусман Л Д — ЖЭТФ, 1971, т 61 с 976
28. Пржибельский С Г — Опт и спектр 1973, т 35, с 715
- 29 Елютин П В — Ibid 1977, v 43, с 542
- 30 Georges A T, Lambropoulos P, Zoller P — Phys Rev Lett, 1979, v 42, p 1609
- 31 Hogan P B, Smith S J, Georges A T, Lambropoulos P — Ibid, 1978, v 41, p 229
Smith S J, Hogan P B — In Laser Spectroscopy IV/Ed H Walther, K W Rothe — Berlin, 1979 — P 360
- 32 Delone N B, Krainov V P — Opt and Quantum Electron, 1980 (in press)
- 33 Бонч-Бруевич А М, Пржибельский С Г, Ходовой В А, Чигирь Н А — ЖЭТФ, 1976 т 70, с 445
- 34 Коварский В А, Перельман Н Ф — ЖЭТФ, 1975, т 68, с 465
- 35 Зон Б А — Квант электр, 1979, т 6, с 2450
- 36 Томов И В, Чиркин А С — В кн Квантовая электроника — М Сов радио, 1971 — Вып 1, с 110
- 37 Lescompte C, Mainfray G, Manus C, Sanchez F — Phys Rev Ser A, 1975, v 11, p 1009
- 38 Делоне Н Б, Коварский В А, Масалов А В, Перельман Н Ф — Тр ФИАН СССР, 1980, т 115, с 140
- 39 Арсланбеков Т У, Делоне Н Б, Масалов А В, Годиращку С С, Файнштейн А Г — ЖЭТФ, 1977, т 72, с 907
Sanchez F — Nuovo Cimento, 1975, v 27, p 305.
- 41 Арсланбеков Т У. — Квант электрон, 1976, т 3, с 213
42. Алимов Д Т, Делоне Н Б, Преображенский М А, Турсунов М А — Письма ЖТФ, 1980, в печати

43. Карапетян Р. В.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1975, т. 18, с. 236.
44. Kovarskii V. A., Perelman N. F., In: Proc. of 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.— Oxford, 1971.— P. 42.
45. Елютин П. В.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 581.
46. Годиращку С. С.— Изв. АН МССР, Сер. физ.-техн. и матем. наук.— 1977, № 1, с. 80.
47. Крайнов В. П., Годиращку С. С.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 69.
48. Делоне Н. Б., Федоров М. В.— Тр. ФИАН СССР, 1980, т. 115, с. 42.
49. Delone N. B., Kovarskii V. A., Masalov A. V., Perelman N. F.— J. Phys. Ser. B, 1980 (in press).
50. Armstrong L., Lambropoulos P., Rahman N. I.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 952.
51. Mostowski I.— Phys. Lett. Ser. A, 1976, v. 56, p. 87.
52. Коварский В. А., Перельман Н. Ф., Годиращку С. С.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 1805.
53. Sanchez F.— J. de Phys. Lett., 1978, t. 39, p. L35.
54. Елютин П. В.— Опт. и спектр., 1978, т. 44, с. 880.
55. Бакош Й., Киш А., Сабо Л., Тендлер М.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 403.
Бакош Й., Делоне Н. Б., Киш А., Манаков Н. Л., Нагаева М. Л.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 511.
56. Алимов Д. Т., Делоне Н. Б.— ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 29.
57. Gontier J., Trahin M.— J. Phys. Ser. B, 1979, v. 12, p. 2123.
58. Agostini P., Georges A. T., Wheatley S. E., Lambropoulos P., Levenson M. D.— J. Phys. Ser. B, 1978, v. 11, p. 1733.
59. Karlov N. V.— In: Multiphoton Processes.— N. Y.: J. Wiley, 1978.— P. 371.
60. Сазонов В. Н., Финкельштейн В. Ю.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1306.
61. Финкельштейн В. Ю.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 91.
62. Зельдович Я. Б.— УФН, 1973, т. 110, с. 139.
63. Коварский В. А., Перельман Н. Ф.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 509.
64. Перельман Н. Ф., Коварский В. А.— Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1974, v. 63, p. K51.
65. Коварский В. А., Перельман Н. Ф.— ФТТ, 1971, т. 13, с. 1888.
66. Delone N. B., Masalov A. V.— Opt. Quantum Electron., 1980, in press.
67. De Meijere J. L. F., Eberly J. H.— Phys. Rev. Ser. A, 1978, v. 17, p. 1416; Zoller P.— Phys. Rev. Ser. A, 1979, v. 19, p. 1151.