

539.184.27

СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
РИДБЕРГОВСКОГО АТОМА В РЕЗОНАТОРЕ

И. М. Бетеров, П. Б. Лернер

(Институт теплофизики СО АН СССР, Новосибирск;
Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	665
II. Спектроскопия ридберговских состояний (РС)	668
1. Возбуждение и детектирование ридберговских атомов	668
2. Ридберговские состояния с экзотическими квантовыми числами. Получение и спектроскопия циркулярных состояний	674
3. Актуальные задачи спектроскопии РС. Диффузионная ионизация и квантовая локализация	678
III. Вынужденное излучение ридберговских атомов в резонаторе. Одно- и двухфотонный ридберговский мазер	679
4. Описание экспериментальных установок. Основные элементы и параметры ридберговских мазеров. Ридберговский мазер на одном атоме	680
5. Двухфотонный микромазер. Классическая модель. Квантовая теория. Пульсации и хаос. Экспериментальная реализация	687
IV. Радиационные эффекты в спонтанном и вынужденном излучении ридберговских атомов	694
6. Выделение вклада вынужденных процессов. Модификация спонтанного излучения в резонаторе	694
7. Радиационные поправки. Сдвиг Лэмба в резонаторе. Сдвиг и уширение уровня излучением черного тела. Спектроскопия антипересечений в поле теплового излучения	696
8. Динамика развития сверхизлучательной лавины и детектирование длинноволнового излучения. Коллективное поглощение ридберговских атомов в резонаторе	703
V. Заключение	709
Список литературы	710

I. Введение. Настоящий переворот, произведенный в последние годы экспериментами с ридберговскими атомами в макроскопической квантовой физике [1—9], объясняется тем, что чрезвычайно высокая поляризуемость ($\sim n^2$), большие времена жизни ($\tau \sim n^3$ для $l \sim 1$, $\tau \sim n^5$ для $l \leq n$), сильные полевые эффекты (динамический сдвиг Штарка $\sim n^4 I^2$, эффект Зеемана $\sim n^4$) в отличие от нелинейной оптики допускают реализацию экзотических режимов взаимодействия с электромагнитным полем при малых числах фотонов, малом количестве атомов и, соответственно, ничтожных интенсивностях внешних полей. При этом в атомных масштабах из-за сильной зависимости проявления нелинейных эффектов от главного квантового числа может оказаться сильным не только само поле, но могут оказаться большими квантовые или тепловые его флуктуации. Это дает возможность обнаружения целого ряда новых явлений, связанных со стохастическими характеристиками поля как такового, а не с хаосом, привнесенным модовой структурой поля и т. п., как в нелинейной оптике. Взаимодействие ридберговских атомов с квантовым полем резонатора может послужить основой для разработки нового клас-

са приборов квантовой электроники. Рабочим телом в них служит небольшое количество высоковозбужденных атомов. Важным аспектом этой быстроразвивающейся области экспериментальной техники является возможность детектировать сигналы СВЧ излучения на квантовом уровне чувствительности.

Объективная способность работать с ридберговскими состояниями (РС) появилась ввиду следующих сдвигов в экспериментальной технике: 1) появления перестраиваемых лазеров на красителях и полупроводниковых лазеров с достаточной мощностью излучения и узкой спектральной шириной, сделавших возможным получение атомов, каскадно возбужденных в ридберговское состояние с заданным n , 2) развитие техники эксперимента с очень разреженными атомными и молекулярными пучками, 3) создание сверхпроводящих резонаторов с чрезвычайно высокими добротностями вплоть до $Q=10^9$ в характерном для РС диапазоне переходов (десятки и сотни ГГц).

Очень важным представляется отметить то обстоятельство, что многие эффекты «квантовой электродинамики низких энергий», такие, как подавление спонтанного излучения [1, 10], бездиссипативное затухание осцилляций Раби в квантовом поле резонатора («коллапс Каммингса» [4, 11], «субизлучение Дике» [7, 12]) были предсказаны задолго до появления экспериментов, более того, когда не были ясны конкретные физические системы и области параметров, в которых возможна проверка теории. Безусловный интерес представляют свойства «мазера на одном атоме» [1] или двухфотонного лазера [9], позволяющие наблюдать тонкие эффекты, связанные с квантовыми свойствами фотонного поля в микроволновом диапазоне.

Ридберговские усилители (мазеры) функционируют и в космосе [13, 14]. Ряд астрофизических процессов в межзвездном газе, взаимодействующем с фрагментами взрыва сверхновых, столкновениями межзвездных облаков и сверхзвуковые потоки газа при образовании звезд приводят к возникновению РС с очень большими n , вплоть до $n=1000$ [15]. Результатом функционирования ридберговских мазеров в космосе является усиление спектральных линий звезд и квазаров в радиодиапазоне.

Быстрое развитие привлекательной как в прикладном, так и в фундаментальном аспекте тематики, связанной со спонтанным и вынужденным излучением ридберговского атома в резонаторе, не позволяет дать сколько-нибудь законченный очерк достижений, но обнаружение приведенных эффектов представляет собой триумф современных методов эксперимента и макроскопической квантовой электродинамики.

Основные свойства высоковозбужденных состояний и ряд конкретных проблем, связанных с ними, обсуждались в специальной монографии [16] и обзорах [17, 18], и мы не будем подробно на них останавливаться. Не очевидны только зависимости естественных времен жизни РС. Для случая $l \sim 1$, $n' \ll n$, $\langle r_{nn'} \rangle^2 \sim n^{-3}$, $A_{nn'} \sim n^{-3}$ [16], $\nu_{nn'}$ — порядка 1 в атомном масштабе. Для $n' \sim n$, $\langle r_{nn'} \rangle^2 \sim n^4$, $\nu_{nn'} \sim n^{-3}$ и $A_{nn'} \sim n^{-5}$.

Для низколежащих состояний их интеграл перекрытия СРС с высокими значениями углового момента падает значительно быстрее. Это легко понять [19], учитывая, что для высоковозбужденных состояний основной вклад в матричный элемент перехода дает область движения ридберговского электрона в перигелии. В отличие от сильно вытянутых орбит электронов с $l \sim 1$, $n \gg 1$, волновая функция состояний с $l \leq n$ очень похожа на узкий ($\Delta r/r \sim n^{-1}$) тороид и интеграл перекрытия уменьшается быстрее, чем для состояний с малыми l . Для состояний $l \leq n$ характерны переходы в состояния $l' \leq n'$, $n' < n$. Большие времена жизни и сильно анизотропная поляризуемость таких состояний делают их весьма важными для эксперимента [9].

Для сохранения атомов на высоких уровнях возбуждения существует также радиационная ширина в поле черного излучения [16]. А именно $B_{nn'} = \bar{n}_T A_{nn'}$, где $\bar{n}_T$ — число заполнения моды черным излучением. Для $\hbar\omega \ll kT$ закон Рэлея — Джинса предписывает $\bar{n}_T \sim n^2 \sim \nu^6$, что ведет к $\tau \sim n^{-2}$.

Переходы под воздействием излучения черного тела, таким образом, серьезно ограничивают времена жизни состояний с большим n . Реальным выходом является использование в прецизионных экспериментах с РС гелиевого криостата, являющегося, например, органической частью установки [8]. Чувствительность РС к внешним полям (табл. I) предъявляет весьма высокие требования к экранировке ридберговского лазера от внешних полей.

Таблица I. Характерные времена жизни ридберговских состояний атома натрия (в нс) с учетом теплового излучения [23]

Уровень	0 К	410 К	600 К	Расчет [22]	Эксперимент [144]
11 P _{1/2}	10 025	3 799	2 124	11 232	3,5±1 мс
11 P _{3/2}	11 388	4 876	3 563	»	
12 P _{1/2}	13 407	4 417	3 149	15 048	
12 P _{3/2}	15 639	5 895	4 292	»	4,7±1,2 мс
13 P _{1/2}	17 472	5 046	3 583	19 661	
13 P _{3/2}	20 791	7 020	5 091	»	
14 P _{1/2}	22 286	7 598	5 534	25 148	5,5±1,5 мс
14 P _{3/2}	26 918	8 242	5 960	»	
20 P _{1/2}	73 653	21 033	15 538	81 007	
20 P _{3/2}	89 736	22 263	16 261	»	
30 P _{1/2}	—	—	—	299 398	
36 P _{1/2}	—	—	—	535 956	

Суммируем, следуя [19], основные спектроскопические соображения, которые необходимо иметь в виду, работая с высоковозбужденными состояниями:

- 1) ридберговский электрон — хороший инструмент для исследования внутриатомного потенциала посредством измерения квантового дефекта, а также тонкого и сверхтонкого расщепления;
- 2) воздействие излучения на высоковозбужденные атомы сильно отличается от воздействия на низковообужденные состояния; лазерная генерация может происходить на считанном числе атомов;
- 3) энергия связи электрона с атомным остатком очень мала;
- 4) ввиду больших размеров и малых энергий связи ридберговские атомы имеют специфические особенности при столкновениях, а именно большой и рыхлый атом почти прозрачен для компактной частицы (нейтрального атома или иона), которая взаимодействует с ним посредством наведенной поляризации.

Столкновения с электронами также модифицируются; для высоковозбужденных состояний сечение взаимодействия близко к сечению рассеяния свободного электрона на свободном электроном; малая величина этого сечения обеспечивает достаточную стабильность РС вплоть до $n \approx 1000$ в межзвездном газе [20]. Ридберговский лазер представляет собой систему «ридберговские атомы + резонатор». Применение добротного СВЧ резонатора создает обратную связь между излучением и действующим на них внешним полем. Наличие обратной связи существенно изменяет закономерности излучения РС.

Данный обзор посвящен именно тем закономерностям излучения системы РС, которые существенно зависят от взаимодействия атомов с СВЧ полями, возникающими в ходе генерации, детектирования и других электродинамических процессов, типичных для устройств квантовой электроники.

II. Спектроскопия ридберговских состояний. Для исследования взаимодействия высоковозбужденных состояний с электромагнитным полем необходимо, во-первых, уметь готовить эти состояния с заданными квантовыми числами, в том числе с очень высокими n . Ступенчатое лазерное возбуждение — наиболее прецизионный метод получения ридберговских атомов, позволяющий готовить их в состояниях с низкими значениями углового момента (из-за правил отбора для дипольных переходов). Комбинация лазерного возбуждения и квазистатических электрических полей позволяет получить циркулярные состояния атомов, важные для метрологических приложений, в силу их больших времен жизни и слабой чувствительности к внешним полям. Аналогичными методами получают электрополяризованные (вытянутые) состояния с одним из параболических квантовых чисел, равным нулю. Такие состояния моделируют одномерный атом водорода, а их волновая функция сосредоточена в узком конусе по одну сторону от ионного остатка. Во-вторых, необходимо уметь анализировать эти состояния: населенность, в некоторых случаях фазу дипольного момента (спектроскопическая схема Рамзея). Одним из мощных спектроскопических инструментов является штарковская спектроскопия высоковозбужденных состояний.

В-третьих, изучение спектроскопии высоковозбужденных состояний имеет самостоятельную ценность, в частности: теория квантового дефекта и сравнение ее с экспериментом, исследование механизмов уширения в быстропеременном электромагнитном поле. Однако эти проблемы лишь частично связаны с тематикой данного обзора и будут затронуты в разделах 8, 7 в связи с задачами построения радиометра в системе «ридберговские атомы + резонатор». Фундаментальное значение имеет проблема нелинейной ионизации ридберговских атомов. Этот быстроразвивающийся раздел спектроскопии высоковозбужденных состояний также не входит в рамки настоящего обзора, но авторы считают необходимым привести аннотированный список новейших работ.

Важнейшей практической задачей является использование ридберговских атомов для целей метрологии и детектирования микроволнового излучения. Несмотря на достаточное продвижение в область эксперимента, задача создания реальных стандартов и высокоточное измерение физических констант по сдвигам и уширению ридберговских уровней является делом будущего.

1. Возбуждение и детектирование ридберговских атомов. В настоящее время экспериментальными установками для исследования взаимодействия пучка тепловых ридберговских атомов с микроволновым полем обладают следующие группы: группа С. Ароша (Франция, Центр микроволновой спектроскопии, Эколь Нормаль, Париж) [5], Г. Вальтера (ФРГ, Мюнхенский университет) [1], Т. Ф. Галлахера (физическая лаборатория Университета шт. Вирджиния [8]), Д. Клеппнера (Массачусетский технологический институт, США) [6]. В последнее время исследования по детектированию сверхизлучательной лавины в среде РС проводятся также группой Леонарда [21] в Техническом университете Ганновера (ФРГ). В СССР такая установка создана в Институте теплофизики СО АН СССР. Поскольку подавляющее большинство экспериментов выполнялось с использованием атомов щелочных металлов, то в общих чертах экспериментальные установки по получе-

нию высоковозбужденных состояний атомов, в том числе и для ридберговских лазеров, почти идентичны и отличаются типами используемых лазеров, специфическими режимами их работы, особенностями регистрации и техники обработки сигнала. Некоторое исключение представляют установки группы П. Коча (США, Нью-Йорк, Университет [29]), в которых быстрые ридберговские атомы получались в результате перезарядки протонов на мишени. Характерная схема приготовления и детектирования ридберговских атомов щелочных металлов приведена на рис. 1. Атомный пучок получается при эффузии из нагреваемой печи

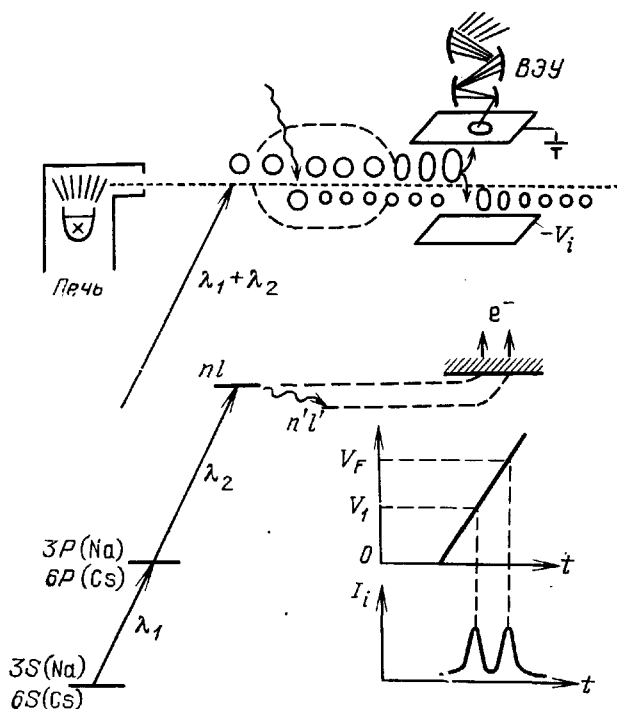


Рис. 1. Схема возбуждения и детектирования ридберговских атомов [58]

(характерные температуры 300—600 К в зависимости от используемого элемента Na, K, Pb, Cs) и распространяется в вакуумной камере с давлением остаточных газов $< 10^{-6}$ торр. Плотности атомов в основном состоянии в зоне взаимодействия достигают величины $\sim 10^7$ — 10^9 см $^{-3}$, хотя ряд экспериментов проводился и при существенно более низких плотностях (10^5 см $^{-3}$ и ниже). Учитывая большие сечения столкновительных процессов с участием ридберговских атомов, выбор значения плотности атомов в пучке имеет важное значение, поскольку определяет условия взаимодействия ридберговских атомов с излучением и их времена жизни. Расходимость атомных пучков не играет существенной роли и обычно составляет величину 10^{-2} — 10^{-3} рад.

Область взаимодействия и детектирования выбирается в зависимости от того, в каком режиме работают лазеры, осуществляющие селективное возбуждение атомов в ридберговские состояния. При непрерывном (стационарном) возбуждении, как правило, объемы взаимодействия с излучением накачки и детектирования ридберговских атомов разнесены на достаточно большое расстояние. Это расстояние ограничено сверху временем жизни приготовляемых ридберговских атомов. Как известно, это время напрямую связано с значением эффективного главного квантового числа, зависит от типа элемента, присутствия теплового излучения и его температуры, вклада столкновительного туше-

мом релаксации высоковозбужденных атомов становится столкновительное тушение собственным или буферным газом, так что ситуация может измениться. Таким образом, можно считать, что $\Delta\nu_N \approx 10^7 - 10^8$ Гц.

Допплеровская ширина линии при перпендикулярной схеме направлений распространения атомного пучка и возбуждающего светового поля оценивается простым соотношением:

$$\Delta\nu_D^n \approx \Delta\nu_D \theta = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{2kT}{M} \right)^{1/2} \theta, \quad (1.5)$$

где $\Delta\nu_D$ — доплеровская ширина линии поглощения на возбуждающем переходе в источнике пучка, θ — расходимость атомного пучка. Например, для Na при $\lambda \sim 420$ нм, $T \approx 500$ К, $\Delta\nu_D \approx 2$ ГГц. При расходимости

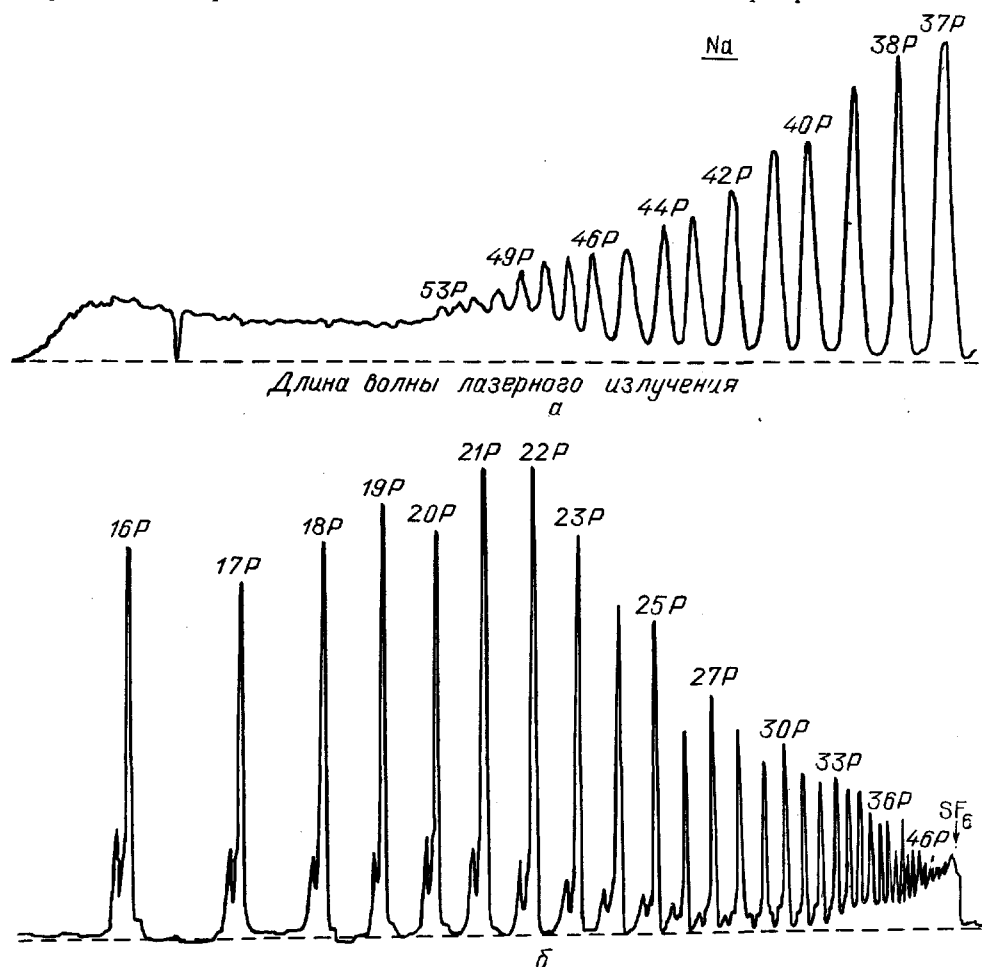


Рис. 3. Спектр возбуждения ридберговской серии Na, детектируемой методом полевой (а) и столкновительной (б) ионизации [25, 144]

пучка $\theta \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ поперечная доплеровская ширина составляет $\Delta\nu_D^n \approx 20 - 2$ МГц, что сравнимо с естественной шириной линии. Таким образом, можно считать, что ширина линии поглощения на последней ступени возбуждения составляет $< 10 - 100$ МГц. При использовании импульсных лазеров для возбуждения ридберговских атомов с длительностью $10^{-8} - 10^{-9}$ с, спектр излучения, в лучшем случае, определяется фурье-преобразованием от одиночного импульса, а ширина обратно пропорциональна его длительности и существенно превосходит ширину ли-

нии поглощения в пучке. Именно она ограничивает селективность возбуждения ридберговских состояний с увеличением главного квантового числа n . Для непрерывных лазеров получение ширины линии генерации $< 1-10$ МГц не является сложной проблемой. В этом случае ширина линии поглощения принципиально ограничивает номер уровня n , возбуждаемого селективно. Решением является предварительное возбуждение ридберговских атомов в состояние со средним значением главного квантового числа $n \approx 10-11$, а затем использование излучения узкополосного CO_2 -лазера со штарковской подстройкой в резонанс, как это было сделано в экспериментах с пучком атомов водорода, которые были выполнены Кочем [29]. При этом одновременно уменьшается и поперечная доплеровская ширина, обратно пропорциональная длине волны.

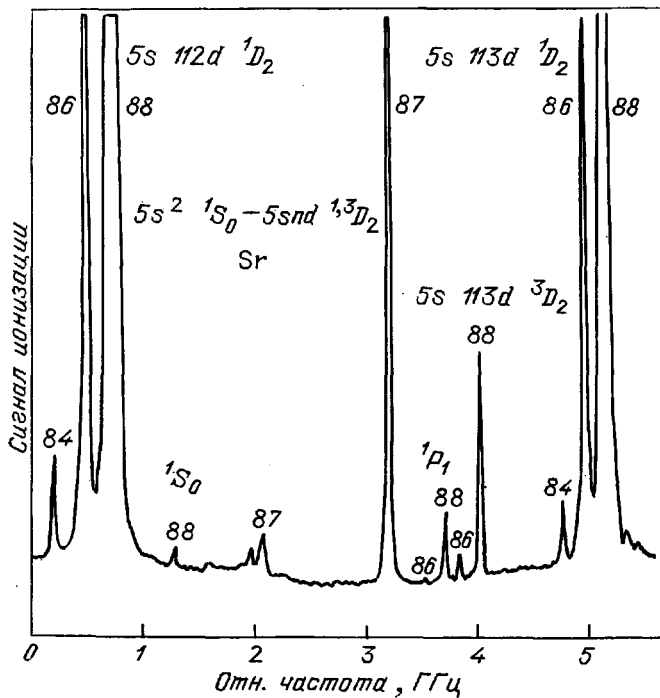


Рис. 4. Спектр двухфотонного возбуждения ридберговских состояний атома стронция [36] с устранением доплеровского уширения в поле стоячей волны

Экспериментальные предельные значения селективно возбуждаемых ридберговских атомов щелочных элементов в экспериментах с импульсными источниками достигают $n \approx 30-50$ [30, 31]; $60-100$ [32, 33] — при использовании непрерывных лазеров на красителе. Эффект компенсации доплеровских сдвигов при двухфотонном поглощении в поле стоячей волны [34, 35] позволяет значительно уменьшить поперечную доплеровскую ширину линии поглощения атомного пучка. При использовании в качестве нижнего рабочего состояния атома основного или метастабильного состояния уменьшается и естественная ширина линии поглощения. В результате селективность возбуждения при использовании высокомономохроматичных источников может быть доведена до $n \approx 150-200$ [36, 37]. Естественно, с точки зрения ридберговского мазера здесь трудно ожидать высокой эффективности возбуждения за исключением, может быть, случая точного двухфотонного резонанса с промежуточным состоянием, наблюдаемым, например, в In [38]. На рис. 3 приведены характерные виды спектров возбуждения nP -серии Na [24], регистрируемых методом полевой и столкновительной [25] ионизации, а на

рис. 4 — спектр двухфотонного возбуждения Sr [36] с устранением доплеровского уширения в поле стоячей волны. Начиная с определенного n , селективность возбуждения начинает ограничиваться уширением за счет эффекта Штарка в остаточном неоднородном электрическом поле, так как поляризуемость растет $\sim n^7$. В экспериментах, где были приняты специальные усилия по подавлению остаточных электрических полей подбором специальных покрытий и конфигураций металлических

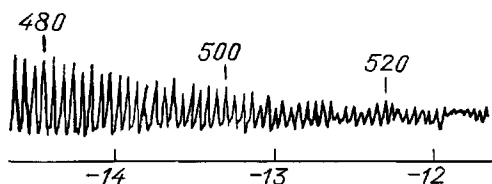
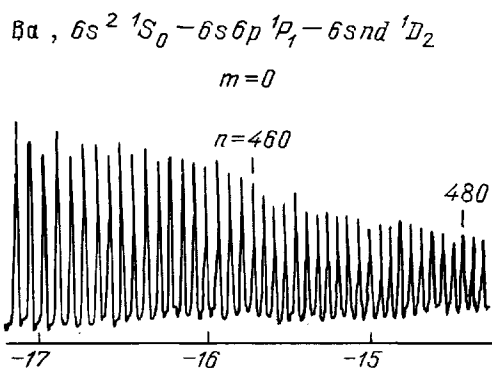


Рис. 5. Спектр высоковозбужденных состояний атома бария, полученный в [143]. Энергия измерена по отношению к пределу ионизации в нулевом поле ($I = -42\,034,902\text{ см}^{-1}$)

стенки, экранирующих объем взаимодействия с излучением от внешних полей, было достигнуто селективное возбуждение ридберговских состояний вплоть до $n \approx 530$ (Ba) (рис. 5) [147]. Для детектирования ридберговских состояний успешно использовалась полевая ионизация [26, 27], столкновительная [24, 25], фотоионизация [39], поверхностная ионизация [16].

2. Ридберговские состояния с экзотическими квантовыми числами. Получение и спектроскопия циркулярных состояний. Идея получения «циркулярных» состояний была выдвинута в работе [40]. Это одноэлектронные атомные состояния с большим главным квантовым числом n и максимально возможным магнитным квантовым числом $|m| = n - 1$. Такие круговые состояния существуют для экспериментов с ридберговскими атомами, в

которых необходимо моделировать двухуровневую систему. Циркулярное состояние имеет всего один канал распада, и это оказалось существенным, например, для наблюдения эффекта подавления спонтанного излучения ридберговского атома параллельными проводящими пластинами [41]. Циркулярные ридберговские состояния, соответствующие большому квантовому числу и имеющие максимально возможную проекцию орбитального углового момента вдоль оси квантования, являются квазиклассической атомной системой, которая обладает особыми свойствами. Распределение электронной плотности внешнего электрона в этих состояниях имеет форму тонкого тора с радиусом $n^2 a_0$ и шириной na_0 (a_0 — боровский радиус), расположенного перпендикулярно оси квантования. Центром является ионный остов атома. Поскольку ридберговский электрон практически не проникает в ионный остов, циркулярные состояния всех элементов описываются одними и теми же волновыми функциями и их энергия связи отличается от водородной $E_n = l^2 / 2a_0 n^2$ чрезвычайно малым сдвигом $\delta E_n = -\alpha_0 e^2 / 2a_0 n^8$ (α_0 — поляризуемость ионного остова). Поскольку валентный электрон движется в данном случае по квазидвухмерной орбите, эти состояния имеют равную нулю проекцию дипольного момента на ось квантования и, следовательно, относительно

нечувствительны к электрическому полю, перпендикулярному плоскости орбиты (в этом направлении штарк-эффект является квадратичным). Единственный канал радиационного распада (правила отбора $\Delta n = -1$, $\Delta m_l = -1$) приводит к тому, что циркулярные РС имеют большие времена спонтанного распада, возрастающие как n^5 [139].

Метод получения циркулярных ридберговских состояний основан на последовательном адиабатическом переносе возбуждения в резонансном микроволновом поле*) и впервые был продемонстрирован Хьюлетом и Клеппнером [41]. В одном из вариантов он реализуется следующим образом (рис. 6). Пучок атомов пропускается через стопу равноотстоящих

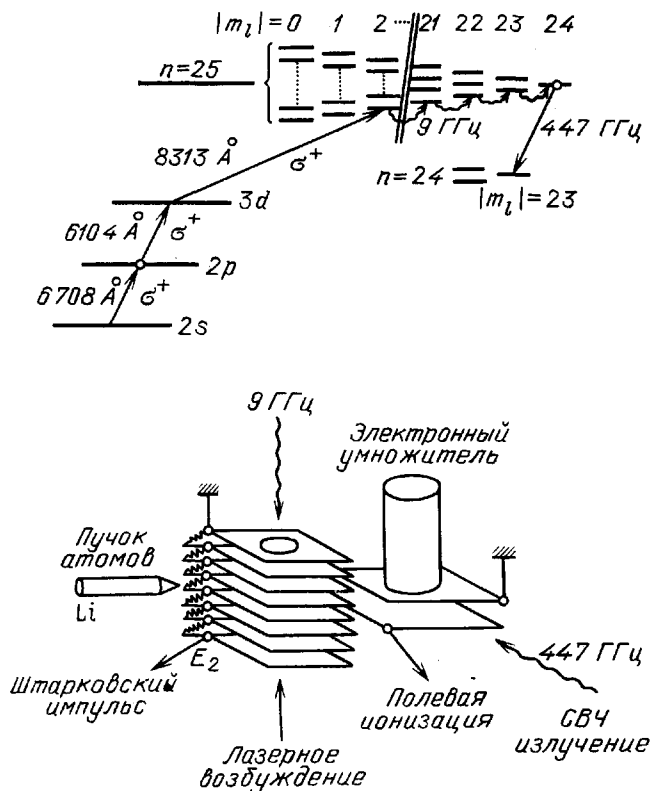


Рис. 6. Принципиальная схема получения циркулярных ридберговских состояний атома лития [42]

плоских металлических пластин, на которые подаются импульсы однородного электрического поля (в эксперименте с атомами Li в работе [42] оно имело напряженность 200 В/см для $n=25$). К этим же пластинкам прикладывается микроволновое поле (9,2 ГГц в [42]), поляризованное перпендикулярно E_2 и индуцирующее переходы между штарковскими подуровнями. Направление электрического поля определяет ось квантования углового момента. Для каждого m_l имеется $n - m_l$ квази-эквидистантных штарковских подуровней, составляющих вертикальную шкалу уровней и обозначаемых параболическими квантовыми числами n_1, n_2 с $n_1 + n_2 + |m_l| + 1 = n$.

Три циркулярно поляризованных в одном направлении (σ^+) световых пучка, распространяющихся в направлении вектора электрического поля, приготавливают ридберговский атом на уровне $n_1=0$ последовательности мультиплета $m_l=2$. Затем электрическое поле E_1 адиабатиче-

*) Недавно были предложены новые методы получения РС состояний с большой проекцией углового момента в скрещенных электрическом и магнитном полях [160] и при стохастических столкновениях [161].

ски (за 10 мс) уменьшается от 200 В/см до ≈ 192 В/см, в то время как мощность (50 мкВт) микроволнового поля на частоте 9,2 ГГц поддерживается постоянной. В результате происходит быстрое адиабатическое происхождение ридберговского атома вдоль последовательности микроволновых переходов с $\Delta m_i = +1$. В конечном счете почти все ридберговские атомы оказываются в состоянии $n = |m_i| - 1$. Затем атомы покидают многопластинчатый конденсатор. Однако при работе с циркулярными состояниями встает проблема, чтобы внешние паразитные поля, воздействующие на летящий в пучке атом, не смешали долгоживущее циркулярное состояние с каким-либо другим, создавая предпочтительный канал распада. В работе [43] эта задача решалась элегантно способом, напоминающим обеспечение устойчивости классического гироскопа. Проводя эксперименты с состояниями $n=25$ в пучке атомов лития, авторы [42] убедились, что наложение электрического поля (100—700 В/см·мкс) с постоянным или медленно меняющимся направлением перпендикулярно плоскости орбиты, препятствует смещению циркулярных состояний с состояниями низших угловых моментов. Полей с напряженностью $E \sim 30$ мВ/см достаточно, чтобы избежать смещения из-за паразитных полей с частотой $\omega_s \leq 1,4$ МГц ($n=25$) без изменения частоты перехода (штарковский сдвиг примерно 8 Гц при частоте перехода 447 ГГц). Этот эффект объясняется тем, что циркулярное состояние с заданной осью квантования имеет малый интеграл перекрытия с состояниями других n , а смещению паразитными полями препятствует принудительная привязка оси квантования к слабому внешнему полю, приложенному, к тому же, в направлении наименьшей чувствительности орбит циркулярного атома.

Эффект адиабатического прохождения и получения циркулярных состояний иллюстрируется рис. 7. Приведена развертка ионизационного

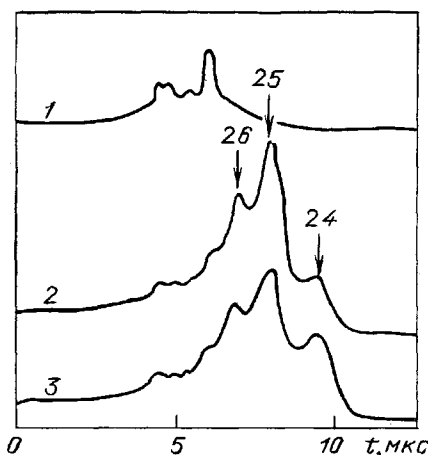


Рис. 7. Интенсивность сигнала ионизации (усл. ед.) как функция времени развертки. Стрелкой показан сигнал от соответствующего уровня. 1 — поля с частотой 447 и 9 ГГц отсутствуют, 2 — включается поле с частотой 9 ГГц, 3 — присутствуют оба СВЧ поля [42]

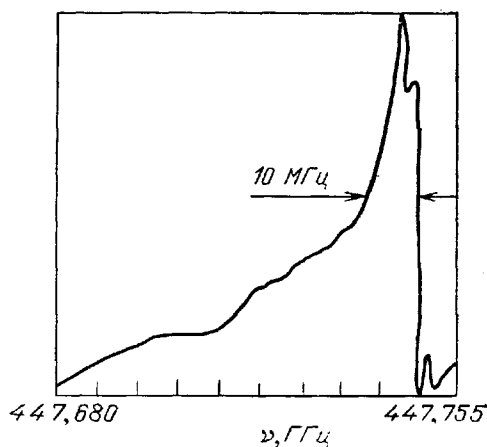


Рис. 8. Микроволновой резонанс циркулярных состояний. Асимметрия спектра связана с квадратичным эффектом Штарка [42]

сигнала во времени при различных условиях. Трек 1 соответствует случаю, когда микроволновое поле как на 9 ГГц, так и на 447 ГГц отсутствует. Основной пик в сигнале соответствует полевой ионизации уровня с $n=25$, $m_i=2$, $n_i=0$ в момент времени, когда напряженность электрического поля достигает 1430 В/см, что находится в хорошем согласии с компьютерными расчетами величины критического поля. Пики в более слабых полях соответствуют подуровням с $m_i=0, 1, 3$, также возбуждае-

мым лазерным излучением. При включении микроволнового поля на 9 ГГц в сигнале возникают новые особенности. Наибольший пик, наблюдающийся при 2000 В/см, соответствует циркулярному состоянию с $n=25$, $m_l=24$, в то время как два слабых пика при 2400 кв/см и 1730 в/см могут быть приписаны уровням с $n=24$, $m_l=23$ и $n=26$, $m_l=25$, 24, 23 соответственно. Эти соседние уровни заселяются в результате вынужденных переходов под действием теплового излучения. Рассчитанное время передачи возбуждения между циркулярными состояниями при комнатной температуре ($\sim 62,5$ мкс) порядка времени пролета атома, что объясняет в принципе большую заселенность уровней с $n=24$, $n=26$. Значительное увеличение сигналов 2 демонстрирует возрастание времени жизни ридберговского атома, когда он переходит в состояния с большой величиной углового момента.

Наконец, трек 3 показывает ионизационный сигнал при линейном росте электрического поля во времени, который возникает в присутствии резонансного микроволнового поля на 447 ГГц. Видно изменение отношения амплитуд пиков для $n=25$ и $n=24$, обусловленное радиационными переходами в резонансном поле.

Изменяя частоту микроволнового поля, можно осуществить микроволновую спектроскопию циркулярных состояний. Образцы таких спектров приведены на рис. 8. Обнаруживается сильная асимметрия резонанса с резким спадом на высокочастотной стороне и медленным (50 МГц) подъемом на низкочастотной стороне. Такая форма характерна для неоднородного уширения за счет квадратичного штарк-эффекта. Именно то, что уширение возникает лишь на низкочастотном краю линии, ясно показывает, что штарк-эффект является квадратичным, как и ожидалось для циркулярных ридберговских состояний в поле, параллельном оси квантования.

Положение резкого высокочастотного края линии позволяет определить невозмущенную частоту и постоянную Ридберга. В указанном эксперименте [42] они оказались равными соответственно $\nu_{25-24} = 447\,749,5(5)$ МГц и $R = 328\,958\,470(1) \cdot 10^9$ МГц. Специально наложенное дополнительное электрическое поле позволило точно измерить квадратичный штарковский сдвиг $\Delta\nu = -7,11$ кгц $\cdot$ (В/см) 2 .

Необычной структурой высоковозбужденных состояний обладают атомы, адсорбированные на поверхности криогенного диэлектрика с близкой к единице диэлектрической проницаемостью, например, жидкого гелия ($G=1,0572$) [86]. Жесткость электронной оболочки атома ^4He в высоковозбужденном состоянии мала, и ядро или ионный остов атома проваливаются к поверхности диэлектрика и связываются на ней. Поверхность гелия практически непроницаема для электрона и может быть описана наложением на волновую функцию граничного условия $\Phi(z=0)=0$. Гамильтониан внешнего электрона в этом случае имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta - \frac{l^2}{r} - \frac{Ql^2}{z}, \quad (2.1)$$

где r — расстояние до ядра, z — расстояние до поверхности гелия, $Q = (\epsilon - 1)/4(\epsilon + 1)$. Первый член потенциальной энергии описывает взаимодействие электрона с ионным остовом, второй — с собственным изображением. При относительно невысоких уровнях возбуждения атом находится в «полусферическом» состоянии, характеризуемом квантовыми числами n, l (нечетным) и с энергией $E_n = ml^4/2\hbar^2 n^2$. Поправка за счет взаимодействия с изображением $\Delta E_n \approx a_{lm} Q E_n$, где a_{lm} — коэффициент, растущий с ростом любого из индексов. При $l=1$ такие состояния имеют место при $n < 60$. Очень высоковозбужденные состояния принадлежат другому классу. В этом случае основным является взаимодействие электрона с его изображением. Энергия, соответствующая такому

«плоскому» состоянию,

$$E_{K,n} = -\frac{Q^2 m l^4}{2 \hbar^2 K^2} - \frac{m l^4}{2 \hbar^2 [n + (1/2)]^2}, \quad (2.2)$$

где K — номер левитационного уровня, n — главное квантовое число при двумерном движении электрона в поле ядра. Следующие поправки имеют порядок $Q^{-2}(K/n)^4$ и малы при $n/K > 20$.

3. Актуальные задачи спектроскопии РС. Диффузионная ионизация и квантовая локализация. Отличительной особенностью ридберговских атомов, являющихся активной средой ридберговских мазеров, является сильная связь с ионизационным континуумом. Эта связь иногда может проявляться неожиданным образом в свойствах лазера. Вопрос о механизме нелинейной ионизации в микроволновом поле представляет самостоятельный интерес с точки зрения понимания особенностей возбуждения и распада многоуровневых систем в сильных полях. Физика вопроса и библиография работ до 1983 г. содержится в обзорах [18, 45]. Здесь мы приведем обзор последних работ.

Хорошо известно [18], что квазиклассичность высоковозбужденных состояний приводит к явлениям стохастичности в движении атомного электрона, которая находит свое отражение в возникновении явления диффузионной ионизации. В последние годы физика ее детально исследовалась как экспериментально [46—48], так и теоретически [49—57]. Одним из интересных результатов развития теории является то, что учет квантовомеханических поправок ведет к частичному подавлению классического хаотического движения [51, 52]. Выполнены и другие квантовомеханические расчеты.

Были проведены исследования вопроса о квантовой локализации с позиций «квантового отображения», т. е. квантовомеханического аналога классической теории отображений [151], где квазиэнергетические состояния играют роль инвариантных торов. Для одно- и двумерных атомов водорода эти исследования можно считать практически завершенными, и их результаты суммированы в [152, 153]. Другой подход, близкий к уравнениям сильной связи в теории квантовой локализации [154], применен в работах [155—157]. Таким образом, применительно к атому водорода к настоящему времени сформированы два различных подхода: классический, рассматривающий стохастическую неустойчивость классических орбит, приводящую к перекрытию резонансов [97], образованию квазиконтинуума и диффузионному изменению энергии электрона, и квантовый, анализирующий эволюцию когерентных волновых пакетов, их интерференцию и замедление скорости ионизации [155—157]. В настоящее время неясно, каким образом они переходят друг в друга.

В ридберговских атомах щелочных металлов закономерности многофотонной ионизации во многом отличаются от тех же закономерностей для атома водорода [159] вследствие наличия квантового дефекта. Для щелочных металлов доминирующим механизмом микроволновой ионизации является каскад переходов Ландау—Зенера между разными компонентами штарковских мультиплетов.

Среди последних экспериментальных работ следует отметить работу [46], в которой наблюдались микроволновые переходы и многофотонная ионизация поляризованных в электрическом поле высоковозбужденных атомов водорода $n_1 = n_1 - n_2 = -59$. При относительно небольших мощностях микроволнового излучения (0,2—0,5 Вт) в диапазоне 6—8 ГГц вблизи ожидаемых частот с учетом штарковских сдвигов в статическом поле наблюдались резонансные многофотонные переходы, обусловленные поглощением 4—5 микроволновых фотонов. При более высоких мощностях наблюдалось плановое распределение получаемых воз-

бужденных состояний, которое рассматривалось как подтверждение начала «диффузии».

Наиболее тщательные эксперименты по проверке применимости классической динамики к процессу многофотонной ионизации атома водорода были выполнены в последнее время группой Коча [48, 158]. Было показано, что в широком диапазоне параметров пороги ионизации хорошо согласуются с классическими вычислениями в одно- и двумерных системах [49, 50]. Наблюдаемая зависимость пороговой напряженности поля от главного квантового числа n отражала присутствие периодических орбит и окружающих островковых структур в классическом фазовом пространстве вблизи микроволновых частот, подчиняющихся закону $n^3\omega = 1/4, 1/3, 2/5, 1/2$.

Что касается вопроса о «квантовой локализации» как механизма ограничения диффузионной ионизации, или альтернативного механизма, как результата интерференции волновых пакетов, то экспериментальные исследования в этом направлении еще только развертываются и среди них следует отметить выполненную недавно работу по двухчастотной ионизации атома водорода [158], а также [164]. Детальный анализ существующей ситуации выходит за рамки настоящего обзора.

III. Вынужденное излучение ридберговских атомов в резонаторе. Одно- и двухфотонный ридберговский мазер. Вынужденное излучение ридберговских атомов в микроволновом резонаторе сопровождается мазерной генерацией. Физика генерации когерентного излучения ридберговским мазером имеет существенные отличия от того, что происходит в обычных приборах квантовой электроники — лазерах и мазерах.

Во-первых, скорости спонтанных переходов в резонаторе существенным образом модифицируются за счет отличия плотности состояний электромагнитного поля в резонаторе и в свободном пространстве. Этот эффект несуществен для обычных лазеров и мазеров ввиду следующих обстоятельств: 1) плотность состояний отличается от вакуумной лишь в узкой полосе частот; 2) как правило, полное число мод резонатора (продольных и поперечных) велико; 3) существенно влияние столкновений на время жизни возбужденных состояний. Подавление спонтанных переходов СВЧ резонатором, отстроенным от характерных частот атомных переходов, позволяет получать чрезвычайно большие времена взаимодействия атомов с электромагнитным полем.

Во-вторых, вынужденное излучение ансамбля ридберговских атомов в резонаторе происходит, как правило, в режиме сверхизлучательной лавины. Получение сверхизлучения на оптических частотах представляет собой, напротив, чрезвычайно сложную экспериментальную задачу [138]. Это отличие связано как с чрезвычайно большими значениями дипольных матричных элементов ($d \sim n^2$ в случае РС), так и с относительной легкостью получения ансамбля инвертированных атомов в объеме, с линейными размерами много меньше длины волн.

В-третьих, явление мазерной генерации на двухфотонных переходах, не наблюдавшееся в других экспериментах, становится также обнаружимым из-за того, что порог генерации на двухфотонном переходе при существующих добротностях сверхпроводящих микроволновых резонаторов ($Q \sim 10^7 - 10^9$) вполне достижим. Когерентное излучение, получаемое из такого устройства, имеет еще более ярко выраженные неклассические черты, чем излучение однофотонного микромазера.

В целом, явления мазерной генерации на ридберговских переходах интересны тем, что квантовые эффекты, несущественные в обычных квантовых генераторах из-за конкуренции других нелинейных и нерезонансных процессов, на ридберговских ансамблях в разреженных атомных пучках проявляются особенно отчетливо.

4. Описание экспериментальных установок. Основные элементы и рабочие параметры ридберговских мазеров. Ридберговский мазер на одном атоме. Как и всякий квантовый генератор, мазер на ридберговских атомах состоит из активной среды-усилителя, представляющего собой пучок возбужденных атомов, в котором имеется инверсия заселенностей между ридберговскими состояниями, и микроволнового резонатора. В экспериментах группы Ароша используется, как правило, открытый конфокальный или полуконфокальный резонатор типа интерферометра Фабри—Перо, который формирует стоячую волну. Эта конфигурация обладает следующими особенностями [58].

Волновой вектор микроволнового поля направлен вдоль оси резонатора и может быть выбран перпендикулярно направлению распространения пучка атомов. Если пучок распространяется вблизи плоского зеркала, это приводит к существенному уменьшению доплеровской ширины линии усиления в микроволновом диапазоне, в результате уменьшения кривизны волнового фронта СВЧ поля.

Размер каустики для моды поля гауссовой электромагнитной волны определяется соотношением

$$\omega_0 = \left(\frac{r\lambda}{2\pi} \right)^{1/2}, \quad (4.1)$$

где r — радиус кривизны сферического зеркала. Площадь пятна, в котором сконцентрировано электромагнитное поле,

$$S = \pi\omega_0^2 = \frac{r\lambda}{4}, \quad (4.2)$$

и она определяет мощность насыщения. При выполнении условия $a^2/L\lambda \gg 1$, где a — апертура зеркала, потери на дифракцию оказываются достаточно малыми и микроволновое поле сконцентрировано в резонаторе Фабри—Перо. В отличие от оптического диапазона здесь при использовании коротких длин резонаторов в генерацию выходят продольные моды низкого порядка,

$$\nu_q = \frac{qc}{2L}. \quad (4.3)$$

Например, для $\nu = 75$ ГГц (4 мм) и $L = 8$ мм $q = 4$. Это означает, что селекция продольных мод не представляет труда. Поскольку резонатор полуконфокальный $L \approx r/2$, где r — радиус кривизны зеркала. Вблизи фокальной длины резонансное условие выглядит следующим образом:

$$L = \frac{\lambda}{8} (4q + m + n + 1), \quad (4.4)$$

где q, m, n — целые числа. Поперечный диаметр зеркала выбирается таким образом, чтобы увеличить дифракционные потери для поперечных мод $m + n = 0$, но сохраняя высокую добротность для продольных мод, определяемых индексом q . Практическое значение равно $a^2/r\lambda \approx 1$.

В центре каждого зеркала обычно находится отверстие связи для ввода и вывода микроволнового излучения. Критический диаметр отверстия около $0,3\lambda$. Большие диаметры ухудшают добротность резонатора, меньшие — коэффициент пропускания зеркала для излучения. Охлаждение зеркал заметно увеличивает добротность резонатора Q , определяемую соотношением

$$Q = \frac{\nu_q}{\Delta\nu_p}, \quad (4.5)$$

где ν_q — собственная частота моды, $\Delta\nu_p$ — полная ширина линии.

Принципиальная схема ридберговского лазера изображена на рис. 9. При селективном оптическом возбуждении, например, nS состояния, возникает инверсия населенностей для $(n-1)P$, $(n-2)P$ и т. д. уровней. Резонансный излучательный переход атомов из nS состояния в более низкие $n'P$ -состояния с $n' < n$ может осуществляться без внешнего микроволнового источника под действием теплового излучения. При достаточно большом числе атомов, приготовленных в верхнем состоянии

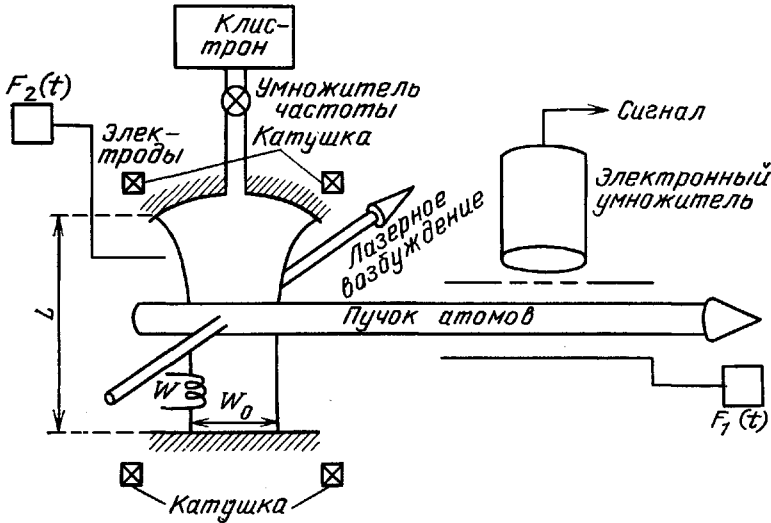


Рис. 9. Принципиальная схема ридберговского лазера [58]

перехода, который находится в резонансе с какой-либо модой резонатора, например, в миллиметровом диапазоне, происходит процесс генерации, который может наблюдаться прямым детектированием микроволнового излучения, например, прямым гетеродинированием, либо измерением плотности атомов в нижнем состоянии после пролета ридберговскими атомами открытого резонатора.

Настраивая резонатор на резонанс путем плавного изменения расстояния между зеркалами L , можно последовательно наблюдать генерацию на различных переходах из данного возбужденного состояния. Большое число мазерных переходов впервые наблюдалось в Cs (24) от 135 ГГц до 1,44 ГГц и Na (17). Часто для простоты регистрируют сигнал полевой ионизации из нижнего состояния. На рис. 10 приведены сигналы для мазеров, стартующих из $32D_{5/2}$ состояния Cs. Положения nD -состояний во временной шкале позволяют идентифицировать уровни, так как nD -, $(n+1)P$ - и $(n-2)F$ -уровни ионизируются почти при одном значении поля. Кроме того, $(n+1)P$ -атомы имеют большие времена жизни и дают более интенсивные сигналы полевой ионизации, чем $(n-2)F$ -уровни. Различие амплитуды и формы импульсов позволяет отличать конечные F - и P -состояния. На рис. 11 показаны ионизационные сигналы, наблюдавшиеся при возбуждении $30S$ -уровня Na. $(n-1)P$ - и $(n-1)D$ -уровни ионизируются при одном и том же самом электрическом поле. Расщепление сигнала из-за тонкой структуры состояний позволяет отличать их от S - и D -состояний.

Детектор, основанный на полевой ионизации, позволяет наблюдать динамику излучения лазера. Временная картина излучения следующая. После некоторой задержки t_d , величина которой заметно флуктуирует, мазер генерирует импульс микроволнового излучения колоколообразной

формы с шириной $3,5 T_p$, где T_p определяется соотношением

$$T_p^{-1} = \frac{2d^2 Q N^*}{\hbar \epsilon_0 V}, \quad (4.6)$$

где d — матричный элемент дипольного момента перехода, V — эффективный объем моды, Q — добротность резонатора, N^* — число ридберговских атомов, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды. Предполагается также, что все атомы эффективно взаимодействуют с модой поля

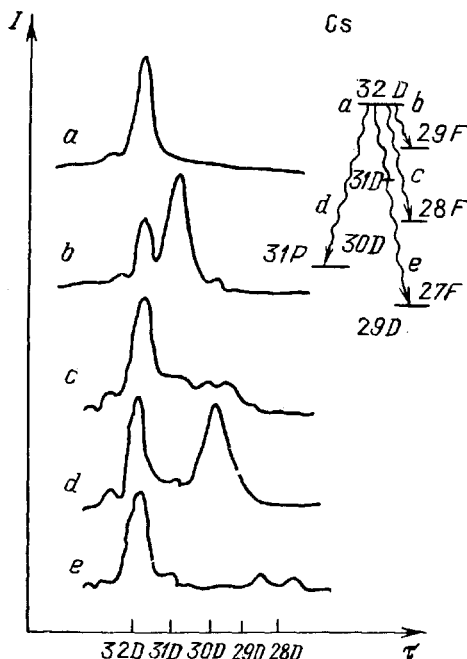


Рис. 10. Ионизационный сигнал, получаемый для лазера, стартующего из возбужденного $32D_{5/2}$ -состояния Cs [58]

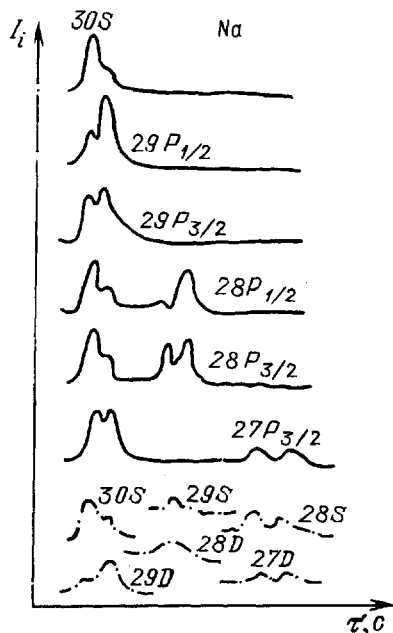


Рис. 11. Ионизационные сигналы, получаемые для лазера, стартующего из $30S$ -состояния натрия [58]

в пучности. Испускаемая мощность дается приближенным соотношением

$$P_{\max} \approx \frac{N^* \hbar \nu}{3,5 T_p}. \quad (4.7)$$

Например, в эксперименте [59] для перехода $33S - 32P_{1/2}$ натрия на частоте 107892 ГГц в резонаторе находилось $3 \cdot 10^5$ атомов. При этом $T_p = 50$ нс, а $t_D \approx 450$ нс. Мощность генерации должна быть $P_{\max} \approx 10^{-10}$ Вт. Учитывая пропускание отверстия связи, регистрируемая мощность составила 10 пВт с длительностью импульса $3,5 T_p = 180$ нс.

Чтобы регистрировать такую маленькую мощность, в работе [59] использовался гетеродинный приемник. Ширина его полосы ~ 14 МГц была достаточно велика, чтобы короткие микроволновые импульсы не уширялись слишком сильно. В качестве гетеродинного генератора использовалась лампа обратной волны, частота генерации которой была привязана к частоте клистрона с кварцевой стабилизацией. Промежуточная частота составляла 130 МГц.

Для экспериментальной реализации лазера на одном атоме [1—3] использовался пучок ридберговских атомов рубидия (рис. 12). Микроволновый резонатор тщательно экранировался от источника пучка медными пластинами, охлаждаемыми водой, жидким азотом и жидким гелием. Ридберговские состояния атома рубидия селективно заселялись с

помощью второй гармоники непрерывного, кольцевого лазера на красителе и входили в резонатор, охлаждаемый жидким гелием. Прошедшие через резонатор атомы затем регистрировались методом полевой ионизации. Регистрация электронов осуществлялась каналным умножителем. Переход атомов из первоначально приготовленного состояния в нижнее детектировался как уменьшение скорости счета электронов.

Микроволновый цилиндрический резонатор (диаметр 24,8 мм, длина 24 мм) был изготовлен из чистого Nb. Температура резонатора варьировалась от 4,3 до 2,0 К с соответствующим изменением добротности

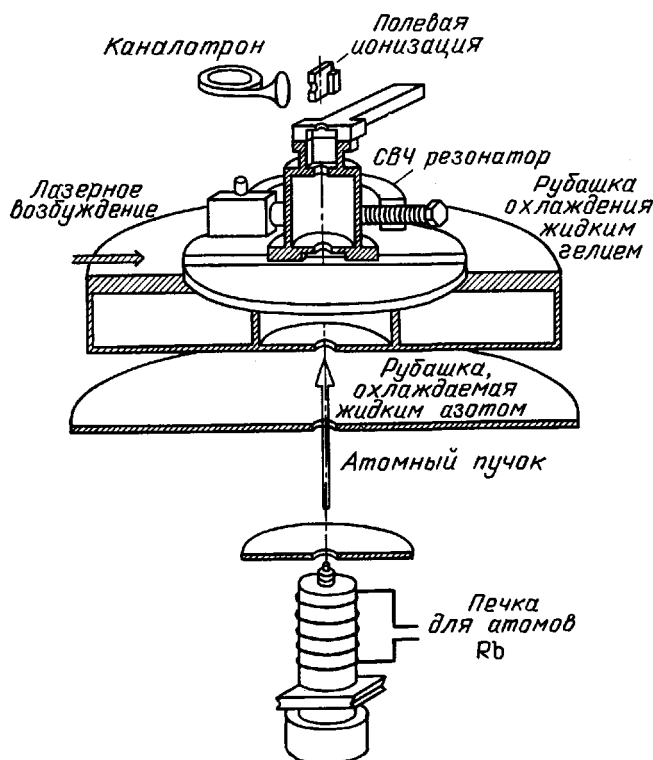


Рис. 12. Экспериментальная схема ридберговского мазера на одном атоме, реализованная в работе [1]

Q от $1,7 \cdot 10^7$ до $8 \cdot 10^8$. Атомный пучок проходил через цилиндрический резонатор вдоль его оси, так что только моды TE_{1np} и TM_{1np} имели неисчезающее поперечное электрическое поле. В экспериментах использовалась мода TE_{121} . Электрическое поле этой моды линейно поляризовано и формирует полуволну вдоль оси резонатора. В идеальном цилиндрическом резонаторе она дважды вырождена. Вырождение устранялось слабой деформацией круглого сечения в овал, что и определяло направление поляризации поля. Для тонкой перестройки (0,5 МГц/1500 в) использовалась пьезокерамика. Схема рабочих уровней ридберговского мазера приведена на рис. 13. Рабочим переходом был $63P_{3/2} - 61D_{5/2}$ изотопа рубидия ^{85}Rb . Так как тонкое расщепление верхнего состояния было равно 396 МГц, узкополосное ультрафиолетовое излучение ($\Delta\nu \sim 2$ МГц) позволяло возбуждать только один подуровень тонкой структуры состояния $63P_{3/2}$. Чтобы получить генерацию мазера, резонатор настраивался на частоту перехода $63P_{3/2} \rightarrow 61D_{3/2}$ (21,50658 ГГц).

При температуре резонатора 2 К уменьшение плотности атомов в $63P_{3/2}$ состоянии наблюдалось при потоках атомов 800 ат/с. Увеличение потока вызывало полевое уширение сигнала, затем асимметрию и сдвиг

(рис. 14). Этот сдвиг был обусловлен динамическим эффектом Штарка вследствие близости (~ 50 МГц) перехода $63P_{3/2} \rightarrow 61D_{5/2}$. Наблюдаемое уширение сигнала свидетельствует о многократном обмене фотонами между ридберговскими атомами и полем резонатора.

Если учесть среднее время пролета ридберговских атомов через резонатор (~ 80 мкс) и величину потока (~ 800 ат/с), получается, что в

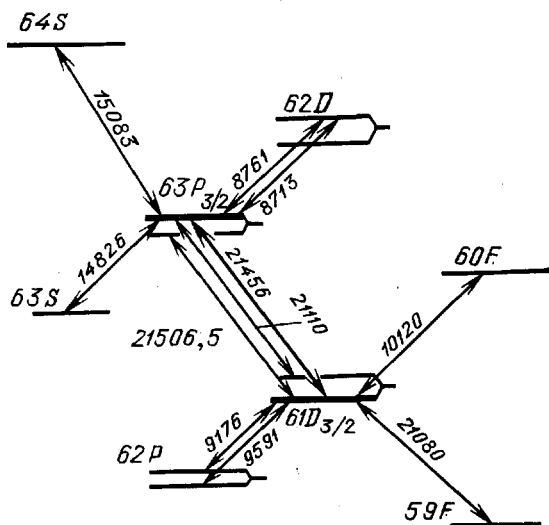


Рис. 13. Типичная рабочая схема уровней ридберговского лазера на высоковозбужденных состояниях атома ^{85}Rb . Рабочими являются переходы $63P_{3/2} \rightarrow 61D_{3/2}$ и $63P_{3/2} \rightarrow 61D_{5/2}$

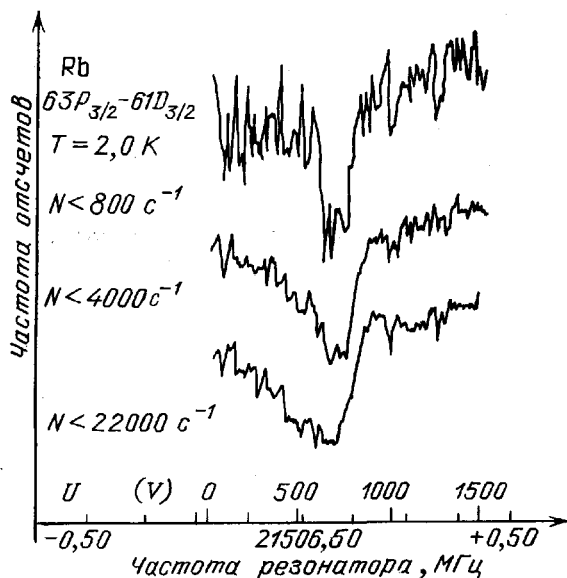


Рис. 14. Резонансы лазера при $T = 2$ К для различных значений потоков атомов в резонаторе [1]

среднем в резонаторе находится 0,06 ридберговских атомов. Согласно статистике Пуассона это означает, что 99% событий обусловлено одиночными атомами. Это ясно показывает, что один ридберговский атом в состоянии поддерживает стационарную генерацию. Так как микроволновый переход насыщается, половина первоначально возбужденных атомов покидает резонатор в нижнем $61D_{3/2}$ состоянии. За среднее время пролета ~ 80 мкс при $T = 2$ К распадом в другие состояния можно пренебречь. Энергия, излучаемая этими атомами, запасается в резонаторе за время затухания в нем поля и тем самым увеличивает напряженность поля. Среднее число фотонов, оставленное ридберговскими атомами в резонаторе, дается соотношением $\bar{n}_m = T_p N^* / 2$, где T_p — характерное время затухания поля в резонаторе, а N^* — число ридберговских атомов, влетающих в резонатор, в единицу времени. При максимальном потоке частиц $N^* = 22 \cdot 10^3$ атомов/с, $\bar{n}_m = 55$ фотонов при 2 К ($T_p = 5$ мкс) и $\bar{n}_m = 1,4$ фотонов при 4,3 К ($T_p = 0,13$ мкс). Последнее значение было меньше, чем среднее число тепловых фотонов $\bar{n}_T = 4$ при 4,3 К. Для $N^* = 800$ атомов/с $\bar{n}_m = 2$ при 2 К. Это означало, что излучение, генерируемое ридберговскими атомами, имело ту же самую энергию, что и тепловое излучение ($\bar{n}_T = 1,5$).

Разброс атомов по скоростям (по времени пролета) не позволяет прямо наблюдать нутации Раби и проверить динамику взаимодействия одного атома с одной резонаторной модой. Для получения монокинетического пучка атомов в [3] был использован многощелевой селектор

Физо. Этот селектор скоростей состоял из 9 дисков, вращающихся с одной и той же скоростью. Каждый диск имел 1486 радиально расположенных щелей (ширина и расстояние 0,2 мм). Ширина распределения атомов по скоростям была 4%. Это позволило наблюдать экспериментально целый ряд эффектов, которые являются проверкой квантовой теории мазера [1—3].

Для описания взаимодействия поля резонатора с атомом обычно используется введенная в 1963 г. Джейнсом и Каммингсом [11, 85] модель взаимодействия двухуровневой квантовой системы с одной резонаторной модой, которая допускает точное решение. Атомы в ней описываются тремя операторами Паули $\hat{\sigma}_{\pm}$, $\hat{\sigma}_z$, а поле — бозонными операторами $\hat{a}_{\lambda}$, $\hat{a}_{\lambda}^{\dagger}$ с коммутационными соотношениями

$$[\hat{\sigma}_z, \hat{\sigma}_{\pm}] = \mp \hat{\sigma}_{\pm}, \quad [\hat{\sigma}_+, \hat{\sigma}_-] = \hat{\sigma}_z, \quad [\hat{a}_{\lambda}, \hat{a}_{\lambda}^{\dagger}] = \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (4.8)$$

Электромагнитное поле в резонаторе описывается выражениями

$$\mathbf{E} = - \sum (2\pi\hbar\omega_{\lambda})^{1/2} (\hat{a}_{\lambda} + \hat{a}_{\lambda}^{\dagger}) \mathbf{E}_{\lambda}(\mathbf{r}), \quad (4.9)$$

$$\mathbf{H} = \sum \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_{\lambda}} \right)^{1/2} (\hat{a}_{\lambda} - \hat{a}_{\lambda}^{\dagger}) \mathbf{H}_{\lambda}(\mathbf{r}),$$

где $\mathbf{E}_{\lambda}(\mathbf{r})$, $\mathbf{H}_{\lambda}(\mathbf{r})$ — собственные моды резонатора. Гамильтониан модели имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar\omega_0}{2} \hat{\sigma}_z + \hbar\omega_p \left(\hat{a}_{\lambda} \hat{a}_{\lambda}^{\dagger} + \frac{1}{2} \right) + \hbar\lambda (\hat{\sigma}_+ \hat{a}_{\lambda} + \hat{a}_{\lambda}^{\dagger} \hat{\sigma}_-), \quad (4.10)$$

где ω_0 — частота атомного перехода, ω_p — собственная частота резонатора, λ — частота Раби одного фотона,

$$\lambda = \left(\frac{\pi e^2 \omega_p}{m V_p \omega_0} \right)^{1/2}.$$

Первый член в (4.10) описывает собственную энергию атома, второй член — собственную энергию поля, третий — их дипольное взаимодействие в приближении вращающихся волн. Гамильтониан их взаимодействия имеет два типа матричных элементов — «резонансный», соответствующий переходу атома в возбужденное состояние при поглощении кванта, и «нерезонансный», соответствующий связи состояний с $(E_2 - E_1 + \hbar\omega) \sim 2\hbar\omega$ при одновременном изменении чисел заполнения. В задаче о генерации ридберговского лазера естественной является постановка задачи о пролете через резонатор одного (или ансамбля) двухуровневых атомов. Джейнс и Каммингс рассмотрели [11, 85] два типа начальных условий: когерентное состояние и хаотическое поле теплового излучения.

Если в начальном состоянии атом возбужден, то для корреляторов поля, определяемых для положительных и отрицательных компонент поля E^+ и E^- можно получить выражения

$$\langle E^- \rangle_p(t) = - \frac{2\lambda}{d} e^{i\omega t} S_2(\bar{n}, t), \quad (4.11)$$

$$\langle E^- E^+ \rangle_p(t) = \left(\frac{2\lambda}{d} \right)^2 (\bar{n} + S_1(\bar{n}, \lambda t)),$$

описывающие когерентное состояние. Здесь $\bar{d}$ — средний дипольный момент атома, а S_1 и S_2 определяются выражениями

$$S_1(\bar{n}, \lambda t) = \sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \frac{e^{-\bar{n}} \bar{n}^{\bar{n}}}{\bar{n}!} \sin^2 [(\bar{n} + 1)^{1/2} \lambda t],$$

$$S_2(\bar{n}, \lambda t) = \sum_{\bar{n}=0}^{\infty} \{ \cos [(\bar{n} + 1)^{1/2} \lambda t] \cos [(\bar{n} + 2)^{1/2} \lambda t] +$$

$$+ \left(\frac{\bar{n} + 2}{\bar{n} + 1} \right)^{1/2} \sin [(\bar{n} + 1)^{1/2} \lambda t] \sin [(\bar{n} + 2)^{1/2} \lambda t] \frac{e^{-\bar{n}} \bar{n}^{\bar{n}}}{\bar{n}!} \}.$$
(4.12)

По сути это решение представляет только один физический эффект — осцилляции Раби под действием поля из n фотонов (рис. 15). Амплитуды для атомов и полей получаются суммированием по соответствующим распределениям вероятности. Это и понятно, поскольку данная

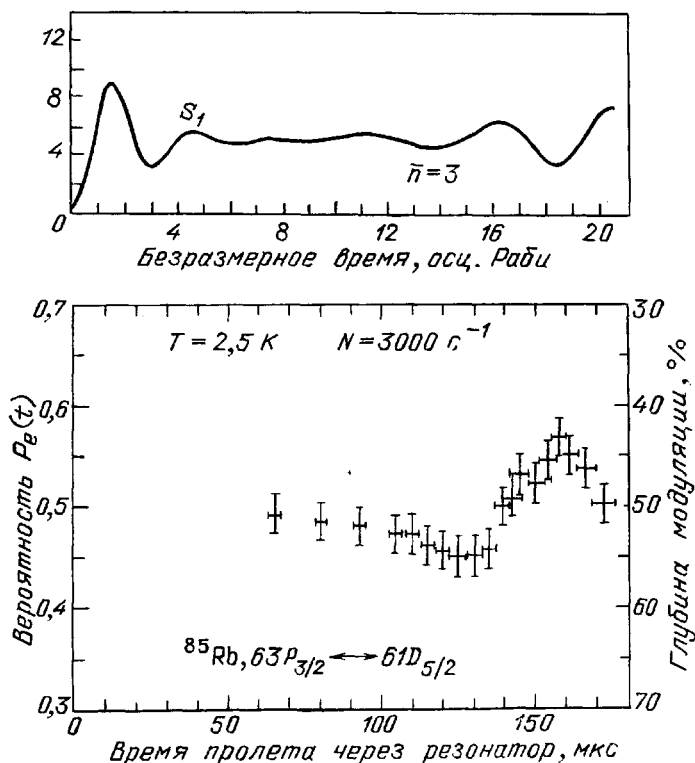


Рис. 15. Измеренная вероятность обнаружения атомов на верхнем рабочем уровне лазера $63P_{3/2}$ в резонаторе, настроенном на переход $63P_{3/2} - 61D_{5/2}$ атома рубидия. Поток атомов $N = 3000 \text{ с}^{-1}$

модель содержит только два параметра — частоту Раби одного фотона и расстройку. Введение затухания в резонаторную моду существенно модифицирует формализм модели [90]. Выражение для S_1 в (4.12) содержит в себе так называемый «коллапс Каммингса» — бездиссипативный распад корреляции со скоростью $\sim (\lambda t)^2/2$, которая не зависит ни от параметров атома, ни от частоты ω_r резонатора, равна частоте Раби одного фотона в резонаторе и выражается чисто классической величиной λ , но с неэкспоненциальным законом затухания. Это удивительное явление объясняется тем, что в поле с неточно определенным числом фотонов вектор Блоха испытывает диффузию по единичной сфере под

действием толчков отдельных фотонов. В ходе этой диффузии утрачивается «память» о начальном значении корреляторов. Однако фазовая информация в бесконечно добротном резонаторе сохраняется и происходит частичное восстановление квантовых корреляций. Это так называемое «оживание Эберли» [87–94], которое наблюдалось в экспериментах с ридберговским мазером на одном атоме [3] (рис. 15, б). Физический смысл «оживаний» состоит в том, что n -фотонные осцилляции поля могут через определенное время вновь испытывать частичную синхронизацию. Этот эффект является чисто квантовым, поскольку его параметры, например время $T_m = 4\pi n^{1/2} m/\lambda$ ($m = 0 \pm 1 \dots$), в явном виде связаны с полным средним числом фотонов в резонаторе $\bar{n}$.

Одной из важнейших характеристик ридберговского мазера является принципиальная возможность измерения статистики фотонов в процессе генерации. Установление ее непуассоновского характера в ряде случаев [3, 109] явилось замечательным подтверждением результатов непертурбативной квантовой электродинамики [87–89].

В данном обзоре мы весьма кратко затронули вопросы квантовой электродинамики СВЧ поля, т. е. области, в которой квантовые свойства самого электромагнитного излучения играют существенную роль для понимания динамики процессов, происходящих в ридберговском мазере. Этой теме в настоящее время посвящена обширная литература.

Различным динамическим режимам системы «атом+резонатор» посвящены работы [96–100]. В ходе эволюции фотонное поле в ридберговском мазере может приобретать неклассическую статистику — преобразовываться в сжатое состояние [101, 102]. Вопросы неклассической статистики электромагнитного поля в резонаторе освещаются в работах [103–106, 137, 140, 141, 148, 149].

Дальнейшее развитие квантовой теории ридберговских мазеров и тесно связанных с ней различных обобщений модели Джейнса — Каммингса производилось в [107–109, 111–119, 133, 135, 150]. К наиболее интересным результатам здесь можно отнести эффект «пленения излучения» [107–109], мультистабильные режимы в ридберговском мазере [117], обнаружение суперсимметрии [126–131, 134] в модели Джейнса — Каммингса [150] и ее связь с вакуумным расщеплением Раби [89] — расщеплением основного состояния двухуровневой системы полем квантовых флуктуаций.

Фундаментальным результатом, следующим из квантовой динамики разреженного пучка инвертированных атомов [95], является переход поля в резонаторе из хаотического теплового через когерентное в фоковское или n -фотонное состояние электромагнитного поля [147], т. е. в такое состояние, в котором отсутствуют флуктуации числа квантов. Эксперименты группы Г. Вальтера в настоящее время, по достижении добротности СВЧ резонатора $Q \sim 2 \cdot 10^{11}$ на частотах $\omega/2\pi \sim 20$ ГГц, находятся на пороге достоверного детектирования фоковского состояния.

5. Двухфотонный микромазер. Классическая модель. Квантовая теория. Пульсации и хаос. Экспериментальная реализация. Теория двухфотонного ридберговского мазера была разработана в [115]. В отличие от предложенного [120–122] двухфотонного лазера, практическая реализация которого сопряжена с большими трудностями из-за крайне низкого усиления и конкурирующих нелинейных процессов (нелинейное смещение, комбинационное рассеяние), двухфотонный ридберговский микромазер из-за существенного уменьшения порогов генерации обещает быть практически реализуемым устройством.

Важнейшим отличием двухфотонного микромазера является прецессия Раби с «двухфотонной частотой Раби», пропорциональной

не напряженности электрического поля, а его интенсивности:

$$\Omega_{\text{ef}}(\bar{N}) = \frac{\Omega_{\text{ei}}\Omega_{\text{if}}\bar{N}}{\Delta}. \quad (5.1)$$

Первое наблюдение двухфотонных осцилляций Раби было выполнено недавно в группе Клеппера из МТИ [163]. В экспериментах использовался переход 52P—51P атома кальция и импульсное микроволновое поле с частотой 35 ГГц. Вид осцилляций приведен на рис. 16. Температура сверхпроводящего резонатора была $T=2$ К, а добротность большей,

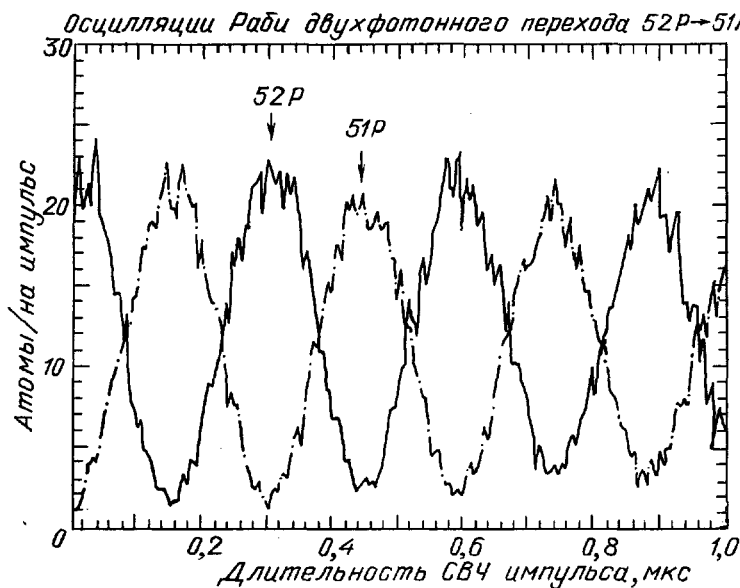


Рис. 16. Двухфотонные осцилляции Раби, наблюдавшиеся на переходе 52P—51P атома кальция в импульсном микроволновом поле с частотой 35 ГГц [162]

чем 10^7 . Первое прямое наблюдение двухфотонного динамического эффекта Штарка и измерение двухфотонной частоты Раби было осуществлено в Институте теплофизики СО АН [146] в ридберговских атомах Na, которые исследовались методом трехуровневой двухфотонной микроволновой спектроскопии. Картина эффекта приведена на рис. 17.

Если атом приготовлен в состояние $|e\rangle$, то вероятность найти его в этом состоянии равна

$$P_e(t) \approx 1 - \sin^2(\Omega_{\text{ef}}(\bar{N})t) = \frac{1}{2}(1 + \cos(\Omega(\bar{N})t)), \quad (5.2)$$

$$\Omega(\bar{N}) = 2\Omega_{\text{ei}}\Omega_{\text{if}}\bar{N}\Delta^{-1}.$$

Фактически теория двухфотонного микромазера [115] базируется на описании в рамках метода «одетых атомов» [123, 125], поскольку наряду с двухфотонной процессией Раби необходимо учитывать динамический сдвиг Штарка, появляющийся в том же порядке теории возмущений. Численное значение двухфотонной частоты Раби при одном фотоне в резонаторной моде составляет при $\langle e|d|i\rangle$, $\langle i|d|f\rangle = 1,5 \cdot 10^3 ea_0$ для $\Omega(\bar{N}=1)$ величину порядка 4000 с^{-1} для резонатора объемом 70 мм^3 .

Выражение для порога генерации получается достаточно просто из условий $t_p \gg t_{\text{ар}}, \tau_{\text{int}}$:

$$\bar{N} \approx \frac{2t_p}{t_{\text{ар}}}, \quad \Omega(\bar{N})\tau_{\text{int}} = \Omega(1)\frac{2t_p}{t_{\text{ар}}}\tau_{\text{int}} \sim 1, \quad (5.3)$$

числам фотонов в резонаторе), получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \rho(n, \tau) = & -\rho(n, \tau) \left(1 - \int_0^\infty d\varphi_{\text{int}} \tilde{P}(\varphi_{\text{int}}) |\tilde{A}(n, \varphi_{\text{int}})|^2 \right) + \\ & + \rho(n - 2\delta, \tau) \left(1 - \int_0^\infty d\varphi_{\text{int}} \tilde{P}(\varphi_{\text{int}}) |\tilde{A}(n - 2\delta\varphi_{\text{int}})|^2 \right) - \\ & - 2[n + N_T(2n + \delta)]\rho(n, \tau) + 2(N_T + 1)(n + \delta)\rho(n + \delta, \tau) + \\ & + 2N_T n \rho((n - \delta), \tau), \quad (5.7) \end{aligned}$$

N_T — число фотонов черного излучения, $\tau = Rt$, $n_T = \delta N_T$, где мы ввели для общности распределение атомов по временам пролета $P(\varphi_{\text{int}})$, $\varphi_{\text{int}} = R\tau_{\text{int}}$. Влияние разброса по временам пролета (немонохроматичности атомного пучка) сводится примерно к следующему: для гауссовской функции

$$\tilde{P}(\varphi_{\text{int}}) = (2\pi\sigma)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(\varphi - \varphi_{\text{int}})^2}{2\sigma^2} \right]$$

можно получить уравнение для среднего числа фотонов $\bar{n} = (1/2N_{\text{ex}}) \times \sum_N N \rho_{NN}$:

$$\bar{n} - n_T = \frac{1}{2} [1 - e^{-2\sigma^2 \bar{n}^2} \cos(2\bar{n}\varphi_{\text{int}})]. \quad (5.8)$$

Мы видим, что влияние немонахроматичности пучка сводится к подавлению интерференционной структуры n -частичных амплитуд, индуцированной осцилляциями Раби.

Динамика двухфотонного РМ, как впрочем и однофотонного, может быть прослежена на основании уравнений типа Фоккера — Планка:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \rho(n, \tau) = -\delta \frac{\partial}{\partial n} (a_1(n) \rho(n, \tau)) + \frac{\delta^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial n^2} (a_2(n) \rho(n, \tau)), \quad (5.9)$$

$$a_1(n) = 2 \int_0^\infty d\varphi_{\text{int}} \tilde{P}(\varphi_{\text{int}}) \left[\sin^2(n\varphi_{\text{int}}) + \frac{3\delta}{2} \sin(2n\varphi_{\text{int}}) - (n - n_T) \right],$$

$$a_2(n) = 4 \int_0^\infty d\varphi_{\text{int}} \tilde{P}(\varphi_{\text{int}}) \sin^2(n\varphi_{\text{int}}) + 2n(N_T + 1),$$

а параметр разложения δ играет роль параметра квазиклассичности.

«Медленным» процессом, определяющим применимость уравнения ФП, здесь является изменение атомной населенности и средней фазы поля по сравнению с «быстрой» частотой осцилляций Раби в поле с достаточно большим числом квантов.

Стационарное состояние микроазера описывается «больцмановским распределением»

$$P^S(n) = \exp \left(-\frac{2V_F(n)}{\delta} \right), \quad (5.10)$$

$$V_F = - \int_0^n \frac{a_1(n')}{a_2(n')} dn' + \frac{\delta}{2} \ln a_2(n) - \frac{\delta}{2} \ln c.$$

Эффективный потенциал $V_F(n)$ слабо зависит от δ , может (рис. 18) иметь несколько минимумов, в зависимости от величины Φ_{int} , что является ясным указанием на мультистабильность и гистерезисное поведение.

Уравнения (5.5), (5.7) могут быть использованы для выявления субпуассоновской статистики фотонов. На рис. 19 изображена величина $\Delta N = \Delta N(\Phi_{\text{int}})$. Пик распределения ΔN , где флуктуация числа частиц велика, по-видимому, соответствует переходу микромазера через порог

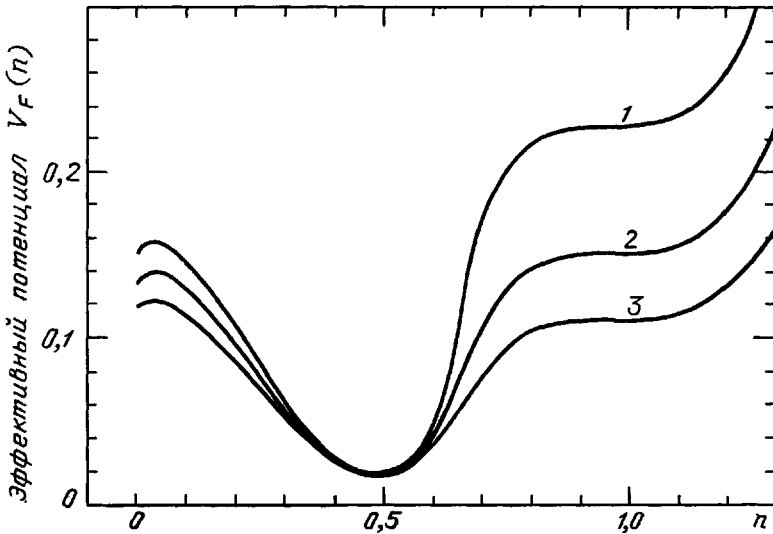


Рис. 18. Эффективный потенциал $V_F(n)$ для значений $\Phi_{\text{int}}=0,9$ (1), $\Phi_{\text{int}}=1,5$ (2) и $=5/2$ (3)

генерации и установлению фазовокогерентного состояния. Замечательные свойства двухфотонного ридберговского мазера по воспроизводству состояний поля с неклассической статистикой являются интригующим направлением для дальнейших экспериментальных исследований.

Эксперимент в Нормальной школе Парижского университета [9] был успешно проведен в рубидии (^{85}Rb) на переходе $40S_{1/2} \rightarrow 39S_{1/2}$. Это первая реализация собственно двухфотонного квантового генератора, в котором инвентированная атомная среда излучала в резонаторе, настроенном на частоту двухфотонного перехода. Успех эксперимента определяется двумя особенностями. Обычно усиление на двухфотонных переходах чрезвычайно мало, и реализация двухфотонного лазера или мазера требует чрезвычайно больших плотностей возбужденных атомов, когда должны доминировать нежелательные конкурирующие эффекты (многоволновое смещение, столкновительное тушение, ударное уширение, ВКР). В микроволновом диапазоне при использовании сверхпроводящих материалов можно достичь рекордных значений добротности резонатора ($Q \sim 10^8 - 10^9$) и, следовательно, резко снизить требования к коэффициенту усиления. Помимо гигантских дипольных моментов имеется другое дополнительное свойство ридберговских атомов щелочных металлов, которое на много порядков увеличивает сечение двухфотонного усиления в ридберговском мазере. Дело в том, что вследствие специфических значений квантовых дефектов для S и P серий, при использовании S—S-переходов P-состояния оказываются почти посередине между S—S-состояниями с относительной точностью, например, в ^{85}Rb около $5 \cdot 10^{-4}$ для $n=40$. На рис. 20, а приведена схема уровней двухфотонного ридберговского мазера, реализованного в [9], значения частот и отстройки от промежуточного резонанса. Для возбуждения ^{85}Rb в

$40S_{1/2}$ состояние использовался четырехступенчатый процесс ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{5/2} \rightarrow 40P_{3/2} \rightarrow 40S_{1/2}$). На первых трех ступенях необходимые длины волн $\lambda_1 = 7802 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 7759 \text{ \AA}$, $\lambda_3 = 1,2644 \text{ мк}$ обеспечивались непрерывными одночастотными полупроводниками гетеролазерами, а приготовление верхнего рабочего состояния осуществлялось вынужденным переходом в СВЧ поле на частоте 62 ГГц. Предпринимались специальные меры, чтобы излучение, получаемое от стабилизированного по X-полосе клистрона с умножением с помощью генератора гармоник,

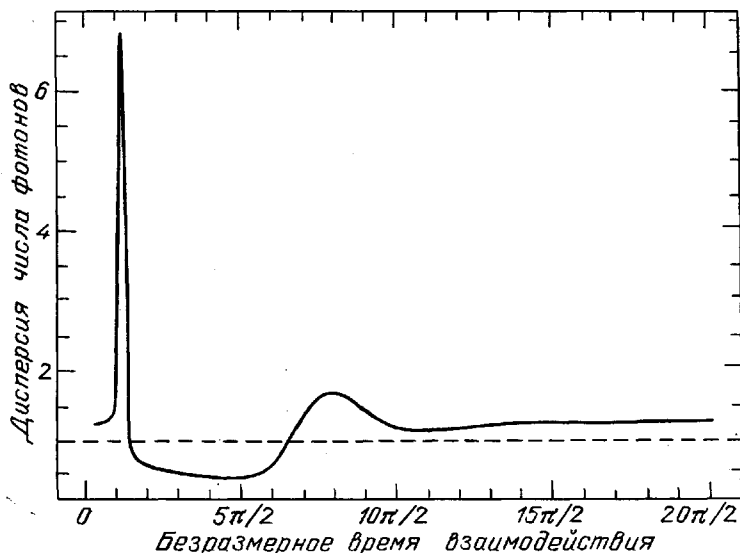


Рис. 19. Теоретическое предсказание [115] субпуассоновской статистики генерации двухфотонного микромазера: дисперсия среднего числа фотонов как функция Φ_{int} . Динамика распределения числа фотонов для $\Phi_{\text{int}} = 5/2$, $N_T = 0$, $N_{\text{ex}} = 30$. Начальное распределение является когерентным состоянием с $\langle N \rangle = 45$

отражалось от входа в резонатор мазера. В результате только возбужденные атомы, поток которых составлял $6 \cdot 10^7$ ат/с, входили в охлаждаемый жидким гелием ниобиевый резонатор (длина 7,5 мм, диаметр 7,7 мм), настроенный на моду TE_{21} . Этот резонатор был изготовлен в ЦЕРНе и имел добротность $Q \sim 10^8$ при $T = 1,7 \text{ К}$ и $Q = 3 \cdot 10^7$ при $T = 2,5 \text{ К}$. Поскольку число тепловых фотонов в моде при $T = 1,7 \text{ К}$ было $\sim 0,17$, эффектами теплового излучения можно пренебречь.

В связи с близостью однофотонного перехода, на котором легко могла достигаться мазерная генерация, прецизионная настройка резонатора на двухфотонный переход являлась критическим моментом эксперимента. Поэтому авторы [9] в специальных экспериментах по двухфотонной бездоплеровской спектроскопии определяли частоту резонатора с точностью $\pm 10 \text{ кГц}$. Точная настройка резонатора на частоту двухфотонного перехода в эксперименте достигалась механической деформацией стенок ниобиевого сверхпроводящего резонатора (рис. 20, б), которые при гелиевых температурах являются упругими. Это обеспечивает обратимость перестройки частоты.

Поскольку прямая регистрация микроволнового излучения мазера была затруднена, факт возникновения генерации регистрировался по резкому изменению заселенностей уровней $40S_{1/2}$ и $39S_{1/2}$. Плотность ридберговских атомов в этих состояниях, покидающих сверхпроводящий резонатор, измерялась методом полевой ионизации электрическим полем с трехугольным импульсом с частотой 7 кГц. Временной ход атомных заселенностей приведен на рис. 21. При увеличении потока атомов

в определенный момент регистрировалось резкое изменение формы сигнала (а и б), которое интерпретировалось как результат достижения порога генерации двухфотонного лазера. Резкое появление заселенности в $39S_{1/2}$ состоянии возникало при потоке атомов $(2 \pm 1) \cdot 10^5$ ат/с и это значение удовлетворительно согласовалось с предсказанным авторами порогом. Зависимость сигнала от частоты резонатора (рис. 22) свидетельствует об узкой линии усиления. Существенно, что область пере-

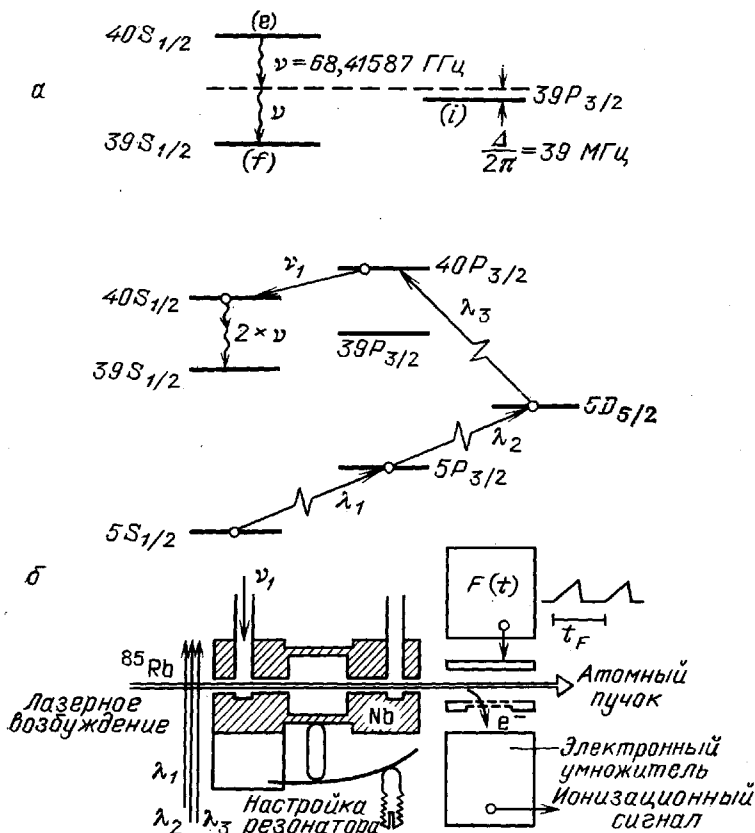


Рис. 20. Схема уровней в двухфотонном микролазере (а) и экспериментальная схема двухфотонного ридберговского лазера (б) [9]

стройки (~ 50 кГц) соответствует независимо измеренной частоте двухфотонного перехода и на три порядка меньше, чем частотная отстройка от $40S_{1/2}-39P_{3/2}$ однофотонного перехода. Чтобы исключить роль однофотонного каскада генерации $40S_{1/2}-39P_{3/2}-39S_{1/2}$, авторы [9] проверяли плотность атомов в промежуточном состоянии $39P_{3/2}$. Так как этот уровень ионизируется практически при том же самом поле, что и $40S_{1/2}$, прямо он не может быть зарегистрирован. Поэтому ниже резонатора лазера пучок прошедших ридберговских атомов облучался микроволновым полем на частоте перехода $39P_{3/2}-37D_{5/2}$ (99,5 ГГц) и было обнаружено, что ионизационный сигнал при генерации лазера не изменялся. Это означало, что уровень $39P_{3/2}$ не заселяется в процессе генерации, т. е. однофотонный каскад отсутствует.

Одним из интересных эффектов, который находится в стадии исследования, является значительная в определенных условиях задержка генерации при внезапном включении накачки лазера выше порога. Предметом изучения являются также сдвиги частоты за счет динамического эффекта Штарка двухфотонного перехода, гистерезис, мультистабильное поведение, статистические флуктуации. Следует указать, что

мощность излучения двухфотонного ридберговского лазера в резонаторе составляет $10^{-18} - 2 \cdot 10^{-17}$ Вт. Прямое детектирование этого очень слабого микроволнового сигнала обеспечило бы чрезвычайно интересную информацию.

Конечно, характеристики двухфотонного лазера требуют детальных исследований. Так, приведенная на рис. 22 форма линии усиления двухфотонного лазера имеет ширину на полувысоте 30 кГц, что реализуется

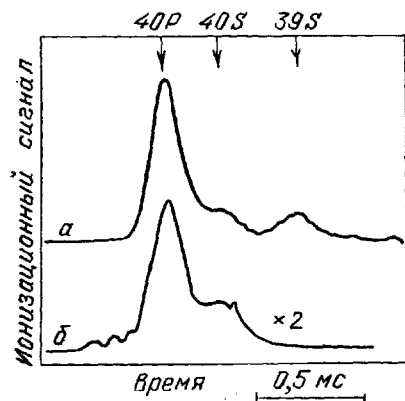


Рис. 21. Временной ход атомных заселенностей в двухфотонном ридберговском лазере [9]

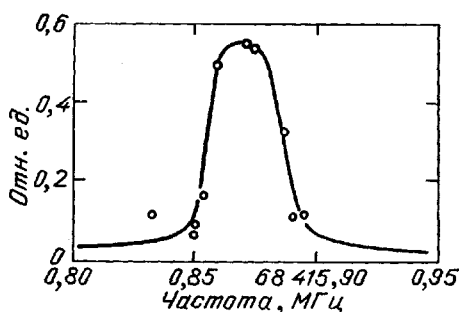


Рис. 22. Зависимость сигнала двухфотонного лазера от частоты резонатора [9]

только при компенсации доплеровских сдвигов в поле стоячей волны. Могут также наблюдаться эффекты затягивания частоты, обусловленные дисперсией среды из-за близкого присутствия сильного (~ 1500 а.е.) разрешенного однофотонного перехода, особенно при более низкой добротности резонатора. Неясна роль слабых остаточных электрических полей. Тем не менее первая экспериментальная реализация двухфотонного ридберговского лазера открывает совершенно новое направление исследований.

IV. Радиационные эффекты в спонтанном и вынужденном излучении ридберговских атомов.

6. Выделение вклада вынужденных процессов. Модификация спонтанного излучения в резонаторе. Интересным физическим эффектом является модификация спонтанного излучения внешним резонатором. Спонтанное излучение обычно рассматривается как неизбежное следствие связи между веществом и свободным пространством («вакуумом»). Однако, окружая атом резонатором, в котором отсутствуют моды на частоте перехода, спонтанное излучение может быть подавлено или «выключено».

Действительно, плотность состояний фотонного поля различна в резонаторе и свободном пространстве. В случае когда добротность резонатора достаточно мала (время затухания поля меньше обратной частоты Раби), вероятность спонтанного излучения просто перенормируется на новую плотность состояний [10, 61]. Перселл впервые отметил это обстоятельство и указал, что если резонатор настроен на частоту атомного перехода, спонтанная эмиссия происходит в

$$f_p = \frac{\omega^4}{\pi^2 c^3 \Delta \omega_p V_p} = Q \frac{\omega^3}{4\pi^2 c^3 V_p} \quad (6.1)$$

раз быстрее, чем в свободном пространстве (V_p — объем резонатора) и, наоборот, при отстройке от частоты атомного перехода, скорость радиа-

ционного затухания уменьшается обратно пропорционально добротности. После Перселла формула для модификации спонтанного излучения «плохим резонатором» выводилась многократно [62–65]. Необходимо отметить также, что квантовомеханические амплитуды модифицируются любым внешним телом (проводящей поверхностью, нерезонансным контуром и т. п.) [66–68]. Для дипольного перехода имеем [69]

$$\omega_{sp,ab} = \frac{4\pi}{V_p} \frac{|d_{ab}|^2}{\hbar^2} \frac{\hbar\omega_{ab}\omega_p/Q}{(\omega_{ab} - \omega_p)^2 + (\omega_p^2/Q^2)}, \quad (6.2)$$

$$\langle E^+E^- \rangle \equiv U(\omega) = \frac{1}{\pi V_p Q} \frac{\omega_p}{(\omega - \omega_p)^2 + \Gamma_0^2} \left(\frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} + \frac{\hbar\omega}{2} \right),$$

где ω_p — собственная частота резонатора, ω_{ab} — частота перехода, d_{ab} — матричный элемент перехода.

При настройке резонатора в центр линии вероятность радиационного перехода равна

$$\omega_{sp,ab}^{рез} = \frac{Q\lambda_p^3}{4\pi^2 V_p} \omega_{sp,ab}^{своб}, \quad (6.3)$$

где $\omega_{sp,ab}^{рез(своб)}$ — вероятность перехода в резонатор (соответственно в свободное пространство). Для отстройки резонатора от атомной частицы на величину ω_{ab} получаем

$$\gamma_s = \frac{\gamma_f}{4\pi^2 Q}, \quad (6.4)$$

и γ_s может быть сделана сколь угодно малой. Практически удобно наблюдать именно замедление радиационной релаксации, так как ее ускорение может маскироваться эффектами столкновений и переходами под действием черного излучения.

Заметим, что в оптической области, где $\lambda_p^3/V_p \ll 1$, это явление наблюдать трудно, хотя и возможно [145]. Напротив, в области переходов между ридберговскими состояниями явление становится вполне обнаружимым. Первый эксперимент такого рода описан в [41] для пучка атомов цезия. В эксперименте использовались циркулярные состояния с главным квантовым числом $n=22$ и магнитным $|m|=n-1$. Это было существенно, так как они распадаются вниз в единственном дипольном переходе $(n=22, |m|=21) \rightarrow (n=21, |m|=20)$. Длина волны была $\lambda = 0,45$ мм. В соответствии с правилами отбора $\Delta|m|=1$ излучение было поляризовано в плоскости, перпендикулярной оси квантования, задаваемой электрическим полем. Пучок ридберговских атомов проходил затем внутри конденсатора, сформированного двумя плоскими параллельными пластинами из алюминия, покрытого золотом. Длина его была 12,7 см, что обеспечивало среднее время пролета тепловых атомов, приблизительно равное времени жизни ридберговского атома в свободном пространстве. Чтобы уменьшить влияние теплового излучения, стенки охлаждались до температуры 6,5 К. При этом время жизни циркулярного состояния ридберговского атома цезия с $n=22$ в свободном пространстве составляло 451 мкс. Расстояние между пластинами, разделенными кварцевыми дисками, было равно $d=230,1$ мкм, что слегка превышало половину длины волны ($d=1,02 \lambda/2$).

Идея эксперимента заключалась в следующем. Ридберговские атомы в состоянии $n=22$ регистрировались с помощью время-пролетного детектора с полевой ионизацией. При этом сигнал представлял факти-

чески временную развертку плотности атомов, поступающих в детектор. Распределение по временам пролета определяется распределением по скоростям (оно максвелловское) и скоростью радиационного распада и дается формулой [40]

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_0}{t_0} \left(\frac{t_0}{t} \right)^5 e^{-(t_0/t)^2} e^{-\Gamma t}, \quad (6.5)$$

где Γ — скорость радиационного распада, $t_0 = L/\bar{v}$, L — длина пролета, $\bar{v} = (2kT/M)^{1/2}$ — наиболее вероятная скорость атомов в источнике пучка, N_0 — нормирующий множитель.

Параметр d был фиксирован, а используя квадратичный эффект Штарка, варьировалась длина волны перехода λ_{ab} , так что она проходила через значение $\lambda_{ab}/2d = 1$. Если резонатор изменяет спонтанное время жизни, то в соответствии с (6.5) должен изменяться время-пролетный сигнал детектора ридберговских атомов. Типичные результаты эксперимента приведены на рис. 23. Видно, что изменение параметра от

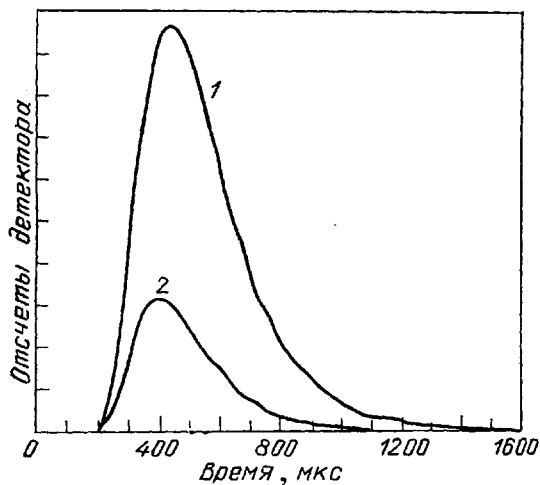


Рис. 23. Экспериментально наблюдаемый эффект подавления спонтанного излучения резонатором [68], регистрируемый по изменению скорости радиационного тушения ридберговских атомов цезия. Время-пролетный сигнал на детекторе ридберговских атомов для двух настроек резонатора: $\lambda/2d > 1$ (1) и $\lambda/2d < 1$ (2). Получен при одновременной модуляции длины волны внешним электрическим полем

значения $\lambda/2d < 1$ до $\lambda/2d > 1$ резко изменяет картину сигнала, демонстрирует существенное (по оценкам $\sim$ в 20 раз) подавление скорости спонтанного распада циркулярного $n=22$ состояния. Для проверки авторы [40] отстраивались от резонанса с переходом раздвижкой пластин конденсатора вплоть до $15\lambda_{ab}$. При этом измеренное время жизни ридберговских атомов в свободном пространстве составило 450 ± 10 мкс, что прекрасно совпало с расчетным 451 мкс при $T=6,5$ К.

Подавление спонтанного излучения атома резонатором открывает возможность устранения естественной ширины в спектроскопических измерениях. Однако при этом необходимо помнить, что резонатор неизбежно

вводит сдвиги энергии за счет изменения структуры атома, находящегося в резонаторе, т. е. система атом — вакуум заменяется на систему атом — резонатор. Тем более это должно учитываться в точных метрологических измерениях при построении эталонов частоты и времени. При определенных условиях процессы подавления спонтанного излучения могут влиять и на параметры ридберговских мазеров.

7. Радиационные поправки. Сдвиг Лэмба в резонаторе. Сдвиг и уширение уровня излучением черного тела. Спектроскопия антипересечений в поле теплового излучения. Модификация спонтанных процессов испускания и поглощения приводит к изменению вероятностей физических эффектов, связанных с амплитудами спонтанных процессов. Самым ясным с физической точки зрения (но не самым простым в смысле экспериментального обнаружения) кажется эффект изменения сдвига Лэмба в резонаторе,

поскольку он прямо выражается через сумму амплитуд спонтанных процессов. С другой стороны, сдвиг Лэмба [69–71] (точнее, его низкочастотную часть) можно рассматривать как динамический эффект Штарка в поле поляризации вакуума. Это сближает модифицированный резонатором люмбовский сдвиг с другой радиационной поправкой — динамическим сдвигом (или уширением) Штарка в поле излучения черного тела, более важным для практических применений, например, в качестве астрофизического радиометра.

В работе [72] дается следующая иерархия физических процессов, влияющих на сдвиг Лэмба $2S$ -состояния: $\alpha = e^2/\hbar c$ (табл. II).

Т а б л и ц а II

Порядок	Эффект	$E(2,0)$, МГц
$\alpha(z\alpha)^4$	Перенормировка массы	1013,931
»	Аномальный магнитный момент	50,780
»	Вакуумная поляризация	—27,083
$\alpha(z\alpha)^5$	Релятивистские поправки	7,140
$\alpha^2(z\alpha)^6$	Высшие поправки от связанных состояний	—0,354
$\alpha^2(z\alpha)^4$	Высшие радиационные поправки	—0,072
$m_e/M_p(z\alpha)^4$	Поправки, связанные с отдачей ядра	—14,91
$m_e/M_p(z\alpha)^5$	Релятивистские поправки к отдаче ядра	0,342
$(R_N m)^2/(z\alpha)^4$	Конечное значение радиуса ядра R_N	0,127
		1043.320

Эти оценки послужили основанием для авторов работы [72] рассматривать лишь изменение собственной энергии электрона из-за взаимодействия с полем резонатора. Физически такая перенормировка связана с отличием электронного пропагатора во внешнем поле [77] в свободном пространстве от электронного пропагатора во внешнем поле резонаторной моды. В отличие от радиационной ширины (1), вклад резонансных фотонов мал (в случае точной настройки на центр линии он равен нулю) и резонатор работает просто как низкочастотный фильтр, обрезающий инфракрасный вклад в сдвиг Лэмба на некоторой частоте $\omega_{кр} = 2\pi c/\lambda_{кр}$, и $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны, определяемая геометрией и свойствами полости.

Наглядно это можно представить себе так, как будто резонатор «не выпускает» в себя квантовые флуктуации вакуума на тех частотах, на которых у него достаточная добротность, за исключением полос пропускания, статистический вес которых мал. Только частоты, лежащие в области, где резонатор уже не работает как резонатор, дают вклад в радиационные поправки.

Эффект перенормировки лэмбовского сдвига чрезвычайно мал, даже для резонаторов с высокой критической частотой. Для целых серий уравнений он просто равен нулю, из-за случайной компенсации вклада амплитуд $nS \rightarrow (n \pm 1)P$, имеющих разный знак. Наибольшее значение поправки к сдвигу Лэмба имеют для тех уровней, которые лежат ближе всего к $\omega_{кр}$, так как $(n-1)P$ лежит ниже, а $(n+1)P$ — выше $\omega_{кр}$. Типичная величина сдвига Лэмба равна

$$\delta E_{nL} = -\frac{(Ze)^2}{2n^2} \delta \omega_{кр} = 4 (Ze)^2 \frac{Ry}{3n^2} \frac{r_e}{\lambda_{кр}}, \quad (7.1)$$

r_e — классический радиус электрона и имеет характерный порядок 10^{-4} полной величины для лэмбовского сдвига для уровня, который сам про-

порционален n^{-2} [82]. Численно это очень малая величина, и для пары переходов 23S—24P и 25S—24P она составляет примерно 0,1 кГц. Расчет модифицированного резонатором лэмбовского сдвига в зависимости от n дает кривую, приведенную на рис. 24.

Из вышеприведенных оценок ясно, что экспериментальная методика для обнаружения модификации сдвига Лэмба в силу малости параметра $(r_e/\lambda_{кр})$ должна иметь разрешающую силу в десятки герц. Для реализации

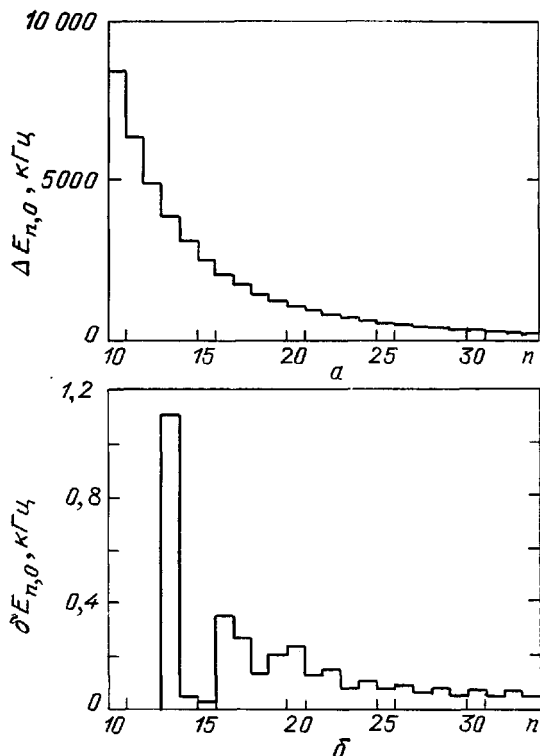


Рис. 24. Лэмбовский сдвиг S-состояний атома водорода для принципиальных квантовых чисел $10 \leq n \leq 40$ [72] (а) и абсолютное изменение лэмбовского сдвига в той же самой области, модифицированного резонатором, обрезающего длины волн, начиная с $\lambda_{кр}=0,1$ мм (б)

такой чувствительности была предложена схема спектроскопии Рамзея в пучке ридберговских атомов [72, 74]. Принцип рамзаевской спектроскопии состоит в наблюдении интерференции пространственно разнесенных состояний. Наблюдение интерференции осуществляется по биениям заселенности (рис. 25). Однако, на сегодняшний день необходимая точность измерений еще не достигнута.

Рассмотрим теперь динамический штарк-эффект с другой точки зрения, близкой к изложенной в [75, 76], а именно, оценим поправку к энергии, являющуюся суммой спонтанных вынужденных процессов, причем для заселенности резонаторной моды $U(\omega)$, определяющей вклад вынужденного излучения, воспользуемся флуктуационно-диссипационной теоремой. Член, отвечающий вкладу спонтанных процессов, имеет логарифмические расходимости. В отличие от

спонтанного вклада вынужденных процессов расходится степенным образом. Однако вычитание энергии нулевых колебаний приводит к конечной величине, состоящей из двух частей: резонансного вклада вынужденных процессов в сдвиг уровня (эффект порядка отдачи) и сдвига уровней излучением черного тела, возникшим в нашем случае сразу же, как только мы ввели равновесную плотность энергии излучения $(\omega_{ab}-\omega)$:

$$\delta\omega_{st}^r = -\frac{2}{3\pi\hbar c} \left(\sum_a \int \right) |d_{ab}|^2 \frac{(\omega_{ab}-\omega) d\omega}{(\omega_{ab}-\omega)^2 + \Gamma_0^2} E_\omega^2 \approx \approx \frac{e^2}{2\hbar} \left(\sum_a \int \right) \frac{\langle r_{ab}^2 \rangle \omega_{ab} E_\omega^2 d\omega}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2)}; \quad (7.2)$$

E_ω^2 — напряженность поля теплового излучения, если $\hbar\omega \leq kT$, что фактически выполняется для $T=300$ К, $n \geq 15$, а при $T=77$ К вплоть до $n \geq 30$.

Формулу (7.2) можно уточнить для $\hbar\omega \approx kT$, что сделано в [78]. Мы видим, что (7.2) — это просто выражение для динамического сдвига Штарка, когда частота внешнего поля много больше частоты перехода

[79]. Она представляет собой правило Джоуля — Ленца с эффективной «проводимостью атомного вещества» $e^2/2h$. Вычисления дают (анализ задачи с более строгих позиций — см. [76])

$$\delta\omega_{st}^T = \frac{e^2}{2h} \left(\sum_a \int \right) \frac{\langle r_{ab}^2 \rangle \omega_{ab}}{\omega_{ab}^2 - \omega^2} E_\omega^2 d\omega \approx \frac{e^2}{2h} \sum_a \langle r_{ab} \rangle^2 \omega_{ab} \int \frac{E_\omega^2 d\omega}{\omega^2}, \quad (7.3)$$

$$\sum_a \langle r_{ab} \rangle^2 \omega_{ab} = \frac{\hbar}{2m}.$$

Замечательно, что эта величина не зависит ни от номера уровня, ни от вида атомного потенциала и равна 2,2 кГц. Это следует математически из уникальности правила сумм для сил осцилляторов, а физически

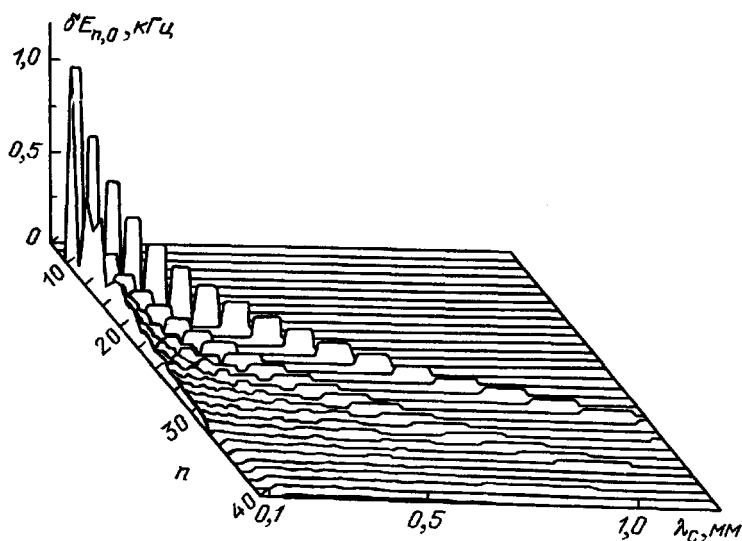


Рис. 25. Расчетные данные по наблюдению модифицированного лэмбовского сдвига методом спектроскопии разнесенных полей (Рамзея). Регистрируются биения населенностей

из того, что при $kT \gg \hbar\omega$ можно считать электрон свободным, а сдвиг энергии равным сдвигу в поле быстропеременной миллеровской силы с напряженностью поля $\sim E_\omega^2/\omega^2$, соответствующего напряженности поля теплового излучения. В силу того, что сдвиг (7.3) одинаков для всех высоколежащих уровней, для его наблюдения необходимо измерять частоту перехода с высоковозбужденных на низколежащие уровни с точностью порядка 10^{-12} .

При действии теплового излучения на ридберговские атомы уровни уширяются, приобретая характер квазиэнергетических зон [76]. Уменьшение времени жизни ридберговских состояний можно измерить непосредственно [80, 81]. Результат расчета эффекта уширения уровней излучением черного тела имеет вид [78]

$$\Gamma_T = \frac{4}{3} \frac{k_B T}{\hbar n_a^2} \alpha^3. \quad (7.4)$$

Времена жизни, вычисленные по (7.4), не зависят от углового момента, и, следовательно, их отношение к спонтанным временам жизни будет быстро уменьшаться с увеличением l . Для интерпретации экспериментальных результатов [19, 81] необходимо иметь в виду следующие обстоятельства: тепловой поток, действующий на атом, $\sim v^2$ (формула Рэлея — Джинса), а вероятность переходов, индуцированных излучением

черного тела, пропорциональна $1/n_a^2$. Получаем, что отношение $\Gamma_{sp}/\Gamma_{st}^T \sim n^{-3}$. На рис. 26 представлены результаты измерений заселенности уровней после взаимодействия с полостью при 77 и 300 К.

Эффект изменения времени жизни ридберговских состояний под действием теплового излучения имеет первостепенное значение для применения ридберговского лазера к радиометрии астрофизических объектов. Как известно [79], ограничением на измерение яркости излучения мазерным усилителем является

$$T_{я} \geq \frac{\hbar \omega_{ab}}{k \ln \xi} f, \quad (7.5)$$

где ω_{ab} — частота рабочего перехода, f — аппаратный фактор, $\xi = N_b/N_a$ инверсия. Возможность работы на мазерном переходе с очень малыми частотами открывает возможность создания радиометров, сочетающих высокую чувствительность и высокое температурное разрешение. При этом ридберговский мазер становится абсолютным термометром. Скорость счета электронов на выходе прямо пропор-

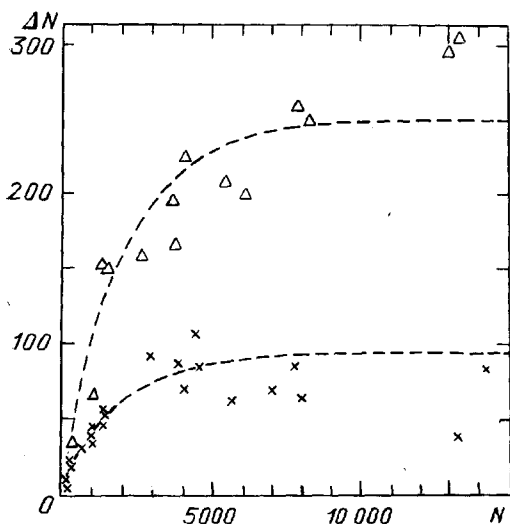


Рис. 26. Результаты расчета и измерений (значки) населенностей уровней после взаимодействия с тепловым излучением при температуре $T=77$ и 300 К [81]

циональна температуре и не зависит от параметров атома и резонатора.

Сдвиг атомной энергии в поле теплового излучения дается формулой (7.3). Следовательно, сдвиг свободной энергии системы атом — поле в расчете на один атом также равен $\delta \omega_{st}^T$, но с обратным знаком [78], поскольку

$$v = F - T \frac{\partial F}{\partial T}. \quad (7.6)$$

С другой стороны, для низколежащих уровней имеем $\omega_{nn'} \gg \omega_T$ и динамический сдвиг Штарка под действием излучения черного тела равен его статической величине, что для атома водорода составляет [16]

$$\delta \omega_{st}^T = \left(\sum_{n'} \frac{f_{nn'}}{4 \omega_{nn'}^2} \right) \int_0^\infty F_{\omega_T}^2 d\omega_T = \frac{9}{8} \int F_{\omega_T}^2 d\omega_T, \quad (7.7)$$

$$\delta \omega_{st}^T = -\frac{3}{5} (\alpha \pi)^3 T^4,$$

что составляет

$$\delta \omega_{st}^T = -\frac{3}{5} (\alpha \pi)^3 \frac{k_B T}{Ry} \frac{Ry}{\hbar}.$$

Легко проверить, что именно величина $\delta \omega_{st}^T$ с ее зависимостью T^4 соответствует равновесному тепловому излучению в системе «атом + поле», тогда как (7.3) дает закон T^2 в полном противоречии с термодинамической теорией излучения. На самом деле, в отличие от $\delta \omega_{st}^T$ величина $\delta \omega_{st}$ является средней квадратичной величиной сдвига, которая одинакова лишь в

объеме когерентности теплового кванта $\sim \left(\frac{kT}{ch}\right)^3$ и усредняется в большом ансамбле атомов [15]. Действительно, для вычисления $\delta\tilde{\omega}_{St}^T$ статистическая структура F_ω совершенно не существенна вследствие неравенства $\omega_{nn'} \gg \omega_T$, тогда как неравенство $\hbar\omega \ll kT$ предполагает, что характерный размер флуктуации поля черного излучения много больше величины атомного диполя $a_0 n^2 \ll k_B T / ch$, а с другой стороны, временная структура

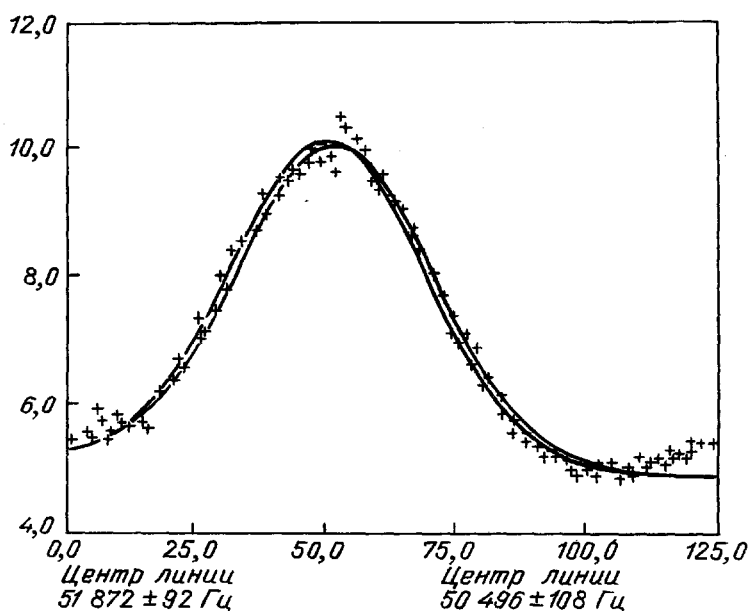
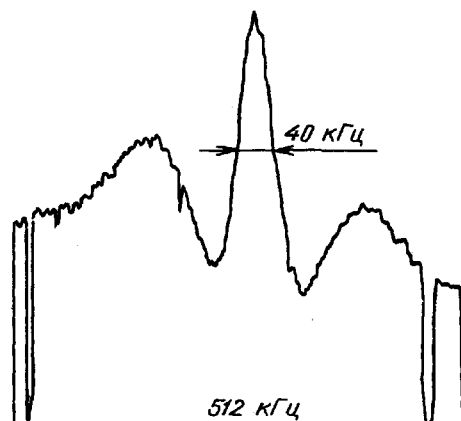


Рис. 27. Результаты экспериментального измерения сдвига максимума бездоплеровского резонанса на переходе $5S - 36S$ -атома рубидия вследствие тепловых полей [68]. Вверху — резонанс двухфотонного поглощения перехода $53-36S$ в Rb, внизу — сдвиг максимума резонанса

флуктуаций усредняется по движению электрона по орбите. Эксперименты с ансамблями атомов с характерными линейными размерами $l \ll kT/hc$ должны продемонстрировать таким образом отличие радиационного равновесия таких ансамблей с черным излучением от планковского, обусловленное частичной когерентностью хаотического фотонного поля [67]. Экспериментальное наблюдение сдвигов энергий уровней ридберговских атомов вследствие тепловых полей было выполнено Холбергом и Холлом

[68]. Точное измерение сдвигов, ожидаемая величина которых составляла ~ 2 кГц, потребовала использования техники высокостабилизированных лазеров на красителе с субкилогерцовой шириной линии. Эксперименты были выполнены методом бездоплеровской спектроскопии двухфотонного поглощения перехода $5S-36S$ атома Rb с использованием схемы разнесенных оптических полей [165] и метода частотной модуляции. Сдвиг бездоплеровского резонанса двухфотонного поглощения (рис. 27, вверху) наблюдался в интервале температур стенок от 350 до 1000 К. Ширина его составляла величину ~ 40 кГц. Центральная частота фиксировалась с точностью ± 100 Гц. Авторы [68] четко наблюдали

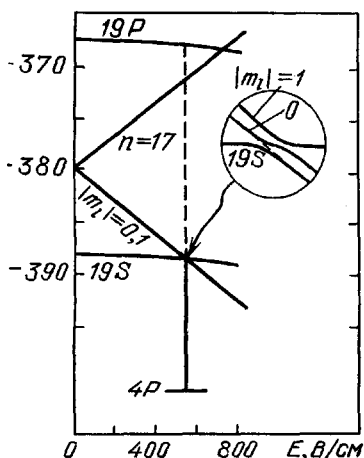


Рис. 28. Диаграмма уровней калия, показывающая пересечение 19S-состояния с нижним уровнем штарковской оболочки с $n=17$, $|m_l|=0,1$. Переход в 19P-состояние под действием теплового излучения показан штриховой линией

(рис. 27, внизу) сдвиг максимума резонанса, обусловленного тепловым излучением, который подчиняется ожидаемому закону $\sim T^2$. Наибольшая величина сдвига при $T=875$ К составила $1,42 \pm 0,14$ кГц. Это было первое наблюдение энергетического сдвига атомных состояний вследствие тепловых полей.

В [84] изложена интересная идея использования теплового излучения в спектроскопии антипересечений ридберговских атомов. На рис. 28 показана схема уровней калия для $n=19$ и их поведение в постоянном электрическом поле. При этом указаны только самый верхний и самый нижний подуровни последовательности $n=17$ штарковских состояний. При $E=550$ В/см каждый штарковский подуровень является линейной комбинацией $n=17$ $l \leq 3$ -состояний, и 19S-состояние пересекает штарковский подуровень с $|m_l|=0, 1$. Увеличенная картинка показывает возникновение псевдопересечений,

V_0 и V_1 — энергия взаимодействия в точке пересечения.

Эксперимент по наблюдению антипересечений ставился следующим образом. Атомы калия в тепловом пучке проходили между двумя пластинами ($d=1,07$ см), формирующими статическое электрическое поле, где они возбуждались из основного 4S-состояния с помощью двух (5 нс) лазеров на органических красителях. В течение периода ~ 3 мс сразу после возбуждения атомы облучались тепловым излучением при $T=300$ К, которое переводило $\sim 10\%$ возбужденных атомов в более высокие состояния. Затем они детектировались с помощью метода полевой ионизации. Поле подбиралось таким образом, чтобы записался сигнал, соответствующий только 19P-состоянию. Если допустить на момент, что штарковские состояния вначале не смешиваются, тогда чистое штарковское состояние не может возбуждаться излучением черного тела из 4P-состояния. Таким образом, одно из реальных состояний, изображенных на рис. 28 может возбуждаться только через 19P-состояние с последующим вынужденным переходом под действием излучения черного тела.

Рассмотрим, что произойдет при прохождении через первое псевдопересечение. Ниже точки псевдопересечения, лазер возбуждает только 19S-состояние. Число возбужденных атомов N . Часть атомов γ переходит из 19S-состояния в 19P под действием теплового излучения и дает сигнал, пропорциональный γN атомам в 19P-состоянии. В точке псевдопересечения два наинизших реальных состояния содержат 50% смесь (суперпозицию) 19S и $n=17$ штарковских состояний. Таким образом, $N/2$ атомов возбуждаются в каждое реальное состояние, в то время как полное

число атомов, возбуждаемых лазером, остается равным N . Когда статическое поле изменяется таким образом, что проходит псевдопересечение, детектируемое число атомов в $19P$ состоянии падает вдвое и затем возвращается к первоначальному значению. Резкое уменьшение ионного сигнала показано на рис. 29.

Теоретические расчеты нестационарного варианта наблюдения антипересечений, выполненные авторами, показали, что в том случае, если время экспозиции тепловым излучением существенно короче, чем обратная разность скоростей распада nS - и $(n-2)$ -штарковских состояний, сигнал антипересечения содержит лоренцовскую и дисперсионную компоненту, которые имеют те же самые центры и одинаковые ширины. Относительные амплитуды сигналов этих двух компонент зависят от матричных элементов дипольных моментов, связывающих nS - и $(n-2)$ -штарковские состояния с нижними nP -состояниями.

8. Динамика развития сверхизлучательной лавины и детектирование длинноволнового излучения. Коллективное поглощение ридберговских атомов в резонаторе. Принцип детектирования микроволнового сигнала в системе ридберговских атомов, взаимодействующих с резонатором, экспериментально был продемонстрирован в работах группы Ароша [59, 60, 83]. Такое детектирование возможно в режиме, напоминающем сверхизлучение Дике. В отличие от сверхизлучательных сред в оптическом диапазоне, здесь, ввиду большой длины волны излучения и низких порогов, реализуются режимы сверхизлучения в средах с эффективной длиной порядка или короче длины волны. Если весь объем излучающего вещества попадает в полуволну резонатора, то возможно полное снятие инверсной населенности π -импульсом.

Поскольку плотность состояний электромагнитного поля в резонаторе сосредоточена в узкой полосе, нерезонансные атомные переходы могут не учитываться и ридберговский атом может рассматриваться как двухуровневая система. Изложим, следуя [5, 59], теорию сверхизлучательного режима генерации ридберговского лазера. Введем характерные времена различных процессов, происходящих в лазере. Это характерное время затухания энергии в открытом резонаторе $T_p = QL/\pi C$ (для открытого резонатора), $Q = \frac{\pi R^{1/2}}{1-R} \approx \frac{\pi}{1-R}$, R — коэффициент отражения зеркал.

Система характеризуется радиационной шириной

$$\Gamma = \frac{\omega^3 d^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}, \quad d \approx ea_0 n^2 \quad (8.1)$$

(характерная величина $\Gamma \approx 20 \text{ с}^{-1}$) временем сверхизлучательной лавины $T_R^{-1} = \Gamma N_0 \mu / 2$, где $\mu \sim 1$ — число Френеля резонатора, и расстоянием между частотами продольных мод открытого резонатора $\Delta\nu_L = c/2L$.

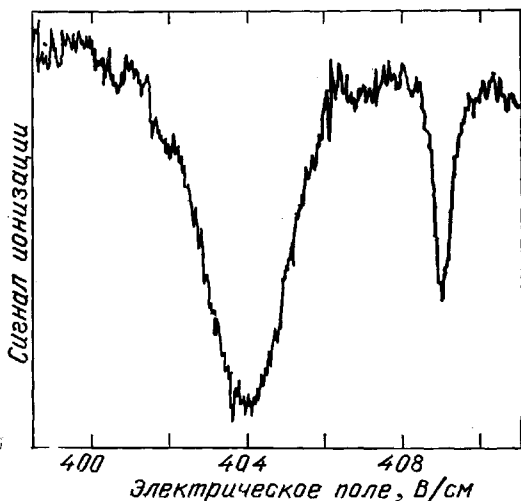


Рис. 29. Сигнал антипересечения $19S$ -уровня и $(n=17)$ -штарковского подуровня, индуцированный тепловым излучением и регистрируемый по заселенности $19P$ -состояния при свипировании статического электрического поля

Как и следовало ожидать, T_R обратно пропорциональна эффективно-му числу частиц ($N_0\mu$) и константе затухания поля в резонаторе ($Q\Gamma$). Условие демпфированного режима приобретает вид

$$T_p \leq T_R, \quad Q \leq \frac{\pi}{2} \left(\frac{c}{2L\Gamma N_0\mu} \right)^{1/2}.$$

Решение в случае $\Delta z \ll \lambda$ имеет вид обычного ch -солитона:

$$\left(\frac{d\theta_0}{dt} \right)^2 = \frac{1}{4T_R^2} \text{ch}^{-2} \frac{t - t_D}{2T_R}, \quad (8.2)$$

$$t_D = -2T_R \ln \frac{Q_0^i}{2}, \quad (8.3)$$

где θ_0^i — начальное значение блоховского угла. Обычное в теории сверхизлучения приближение состоит в том, что θ_0^i заменяется его среднеквадратичным значением $\bar{\theta} = 2/N^{1/2}$, отражающим тот факт, что в системе со средним числом частиц средняя флуктуация числа частиц равна $\Delta N/N = 2\bar{N}^{1/2}$. Однако, присутствие излучения черного тела приводит к некоторым отличиям. При $T \neq 0$ блоховский вектор «стартует» со значения θ_0^i , определяемого не только числом частиц в системе, но и числом заполнения моды квантами излучения черного тела. При этом в некотором приближении для θ_0^i имеется гауссовское распределение

$$P(\theta_0^i) = \frac{2\theta_0^i}{\bar{\theta}} \exp\left(-\frac{\theta_0^i}{\bar{\theta}^2}\right), \quad (8.4)$$

$$\bar{\theta} = \frac{2}{N_0^{1/2}(T)}, \quad N_0(T) = \frac{N_0}{1 + \bar{n}_T}, \quad \bar{n}_T = (e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^{-1},$$

отвечающее применимости центральной предельной теоремы к флуктуациям дипольного момента. При этом распределение вероятности для величины t_D имеет вид

$$P(t_D) = \frac{N_0(T) \exp(-t_D/T_R)}{T_R} \exp(-N_0(T) e^{-t_D/T_R}). \quad (8.5)$$

Для средней величины и дисперсии времени задержки имеем

$$\langle t_D \rangle = T_R \ln N_0(T) = T_R \ln \frac{N_0}{1 + \bar{n}_T}, \quad (8.6)$$

$$\Delta t_D = (\langle t_D^2 \rangle - \langle t_D \rangle^2)^{1/2} \approx 1,3T_R. \quad (8.7)$$

Фактически возникновение зависимости t_D от температуры связано со следующим обстоятельством. Для начала сверхизлучательной лавины достаточно несколько квантов теплового излучения. В то же время для теплового излучения характерно явление группировки фотонов, т. е. вероятность их появления вслед за данным фотоном повышается, а дисперсия распределения шире, чем для пуассоновской статистики. Для того чтобы оценить порог генерации ридберговского лазера, следует учесть: 1) распад рабочего уровня в другие состояния, как спонтанный, так и под действием излучения черного тела; 2) столкновительное опустошение рабочего уровня; 3) паразитные эффекты внешних полей; 4) эффекты, связанные с движением атомов в пучке. В условиях экспериментов [59, 60] ввиду низких рабочих плотностей селективно возбуждаемых ридберговских атомов и высокого вакуума столкновительное девозбуждение не играло существенной роли. Собственное тепловое излучение резонатора

может быть эффективно подавлено работой при низких температурах. Определяющим порог эффектом в этом случае является вынос активных атомов из каустики резонаторной моды. Это приводит к неравенству

$$T_R \ln \frac{N_0}{1 + \bar{n}_T} \leq T_i^* = \frac{V \sqrt{2} \omega_0}{\bar{v}} \approx 10^{-5} \text{ с.} \quad (8.8)$$

Для $\bar{v} = 890$ м/с, $\omega_0 \approx 1$ см $\bar{n}_T \ll N_0$. Фактически это неравенство определяет число атомов, которое должно находиться в состоянии инверсии. Для $Q \sim 100$ неравенство (8.8) дает число N_0 в несколько сот атомов.

Рассмотрим влияние внешнего инжектируемого излучения на характеристики ридберговского лазера. Введем параметр $\eta = (\theta_1/\bar{\theta})^2$:

$$\eta = \frac{(\Omega_p^{\text{TP}})^2}{1 + (2\Delta\omega T_R)^2} N_0 T_R^2 = \frac{1}{1 + (2\Delta\omega T_R)^2} \frac{T_R}{T_p} n_p^{\text{TP}}, \quad (8.9)$$

$$n_p^{\text{TP}} = \frac{\pi e_0 \epsilon_{\text{TP}}^2}{8} \frac{L \omega_0^2}{\hbar \omega}, \quad \Omega_p^{\text{TP}} = \frac{|de_{\text{TP}}|}{\hbar} \ll T_R^{-1}.$$

Этот параметр определяет отношение числа фотонов инжектируемого поля ϵ_{TP} к величине

$$\left(\frac{T_R}{T_p} \right)^{-1} = \frac{2Q}{\pi} \frac{\Gamma}{\Delta \nu_i} N_0 \eta,$$

характеризующей внешние числа сверхизлученных фотонов в полосе резонатора над минимальным шумом усилителя «один фотон на моду», с учетом отстройки от резонанса. Таким образом, параметр η^2 определяет отношение эффективности инжектированного сигнала к эффективности шумов усилителя в отношении затравки сверхизлучения.

Для начального условия, определяемого равенством (8.7), при $t=0$ переопределим «вектор Блоха» следующим образом:

$$\theta^e e^{i\phi_e} |_{t=t_0} = e^{i\phi_i} \theta_0^i + \theta_1, \quad (8.10)$$

и используем это значение нового «вектора Блоха» как начальное условие в теории сверхизлучения:

$$\theta^e e^{i\phi_e} |_{t=t_0} = e^{t_0/2 T_R} \theta^e e^{i\phi_e} |_{t=0}, \quad (8.11)$$

$$t_0 < T_R \ln N_0.$$

Имеем отсюда

$$\begin{aligned} t_D &= -2T_R \ln \frac{\theta_e}{2}, \quad \langle \theta^e \rangle = \bar{\theta} (1 + \eta^2)^{1/2}, \\ \langle t_D(\eta) \rangle &= T_R \ln \frac{N_0}{1 + \eta^2}, \\ \Delta t_D(\eta) &= (\langle t_D^2 \rangle - \langle t_D \rangle^2)^{1/2} \approx 2\bar{\theta} T_R \frac{\partial}{\partial \theta^e} \ln \frac{\theta^e}{2} = \frac{2R}{(1 + \eta^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (8.12)$$

(более точный численный коэффициент $1,3T/(1 + \eta^2)^{1/2}$).

Из-за малых спонтанных времен ридберговский лазер запускается фотонами теплового излучения, флуктуации которого обуславливают динамику развития генерации. Очевидно, что ридберговский лазер может запускаться и от внешнего приложенного резонансного микроволнового поля. В этом случае такая система будет детектором микроволнового излучения. Для получения максимальной чувствительности реализуется следующая схема (рис. 30) [58].

Атомы в настроенном резонаторе являются двухуровневыми системами в двух независимых состояниях. Одни атомы приготавливаются в $|nS_{1/2}, m_J = -1/2\rangle$ состоянии и совершают переход на $|n'P_{1/2}, m_J = 1/2\rangle$ подуровень. Другие возбуждаются в $|nS_{1/2}, m_J = +1/2\rangle$ состояние и излучают на $|n'P_{1/2}, m_J = -1/2\rangle$ подуровень. Эти две независимых группы

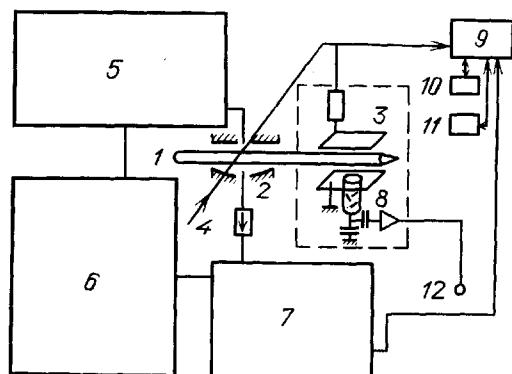


Рис. 30. Экспериментальная схема ридберговского лазера с триггерным запуском [5]. 1 — атомный пучок, 2 — микроволновый резонатор, 3 — детектор ридберговских атомов на основе полевой ионизации, 4 — лазерное излучение, 5 — клистронный генератор, 6 — блок стабилизации и умножения частоты клистронного генератора, 7 — гетеродинный приемник, 8 — электронный умножитель, 9 — скоростной цифровой осциллограф, 10 — самописец, 11 — бокскап, 12 — измеритель ионизационного тока

атомов излучают ортогональные σ^+ и σ^- -циркулярные поляризованные волны. В «спонтанном» лазере, т. е. запускаемом спонтанным излучением, обе компоненты излучают независимо с некоррелированными фазами. Результирующее поле имеет эллиптическую поляризацию — почти линейную в течение практически всего времени развития генерации. Большая ось эллипса случайно поворачивается на малые углы вокруг оси резонатора от импульса к импульсу. Средняя мощность, детектируемая через прямоугольный волновод, равна половине испускаемой мощности.

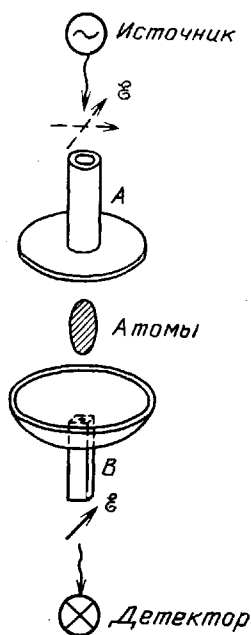


Рис. 31. Принципиальная схема поляризационного детектирования СВЧ излучения в лазере с триггерным запуском

С другой стороны, если на атомы действует линейно-поляризованное излучение, две противоположно вращающиеся компоненты поляризации синхронизируются по фазе и лазер генерирует линейно-поляризационное излучение в той же плоскости. На рис. 31 приведена принципиальная схема триггерного запуска лазера с различными поляризациями [58]. Круглый входной волновод пропускает любую линейную поляризацию. Если она параллельна малому размеру прямоугольного волновода, 100% импульсов генерации могут детектироваться.

При триггерном запуске лазера внешним микроволновым излучением наблюдается укорочение временной задержки генерации, захват по фазе и поляризации. Число фотонов, необходимых для запуска лазера, определяется величиной

$$n_p^{\text{тр}} = \frac{T_R}{T_p} n_p, \quad (8.13)$$

где $T_p = Q/2\pi\nu_p$, а n_p — число микроволновых фотонов, накопленных в резонаторе, которое связано с падающей микроволновой мощностью и добротностью резонатора Q соотношением

$$n_p = \frac{P_n Q}{2\pi h \nu^2}. \quad (8.14)$$

Предел чувствительности такого триггерного мазерного детектора определяется из условия, что число фотонов, необходимых для запуска мазера, n_p^{tr} за время развития генерации T_R порядка или несколько меньше числа фотонов теплового излучения в интервале $\Delta\nu$, т. е. $k_B T/h\nu$. Для резонатора с $T_R/T_p = 10$ экспериментально в [59] наблюдалось укорочение задержки в среднем не более, чем с одним фотоном в резонаторе $n_p = 1$, $n_p^{tr} = 10$. Это соответствовало входной мощности $P = 10^{-44}$ Вт и в полосе 10^7 Гц $= T_p^{-1}$ чувствительности детектирования $3 \cdot 10^{-18}$ Вт/Гц $^{1/2}$. Причем эта чувствительность достигалась при комнатной температуре окружающих стенок. Несомненно, охлаждение до температур жидкого азота ($T = 77$ К) или гелия (4 К) должно существенно поднять чувствительность.

В работе [60] триггерная схема была реализована при малом числе атомов Na ($1 < N < 10^5$). Работа ридберговского мазера обеспечивалась за счет повышения добротности микроволнового резонатора. Уменьшение плотности атомов привело к тому, что находясь в пучности стоячей волны, они ведут себя как сверхизлучающая система, т. е. обнаруживают коллективные эффекты. Среди них следует отметить важное для детектора свойство насыщения отношения $\Delta N/N$, где ΔN — количество атомов, поглотивших фотоны сигнала, N — общее число. В результате оказалось, что N ограничено как снизу, так и сверху, т. е. имеет оптимальное значение. В этой работе получены наилучшие результаты по детектированию: $P = 10^{-15}$ Вт, NEP $= 10^{-18}$ Вт/Гц (на 134 и 270 ГГц при $T = 6$ К).

Коллективное поглощение системы ридберговских атомов использовалось в работе [59] для демонстрации возможностей использования ридберговского мазера как абсолютного термометра. А именно, было отмечено, что при переходе атомов Na $30S_{1/2} - 30P_{1/2}$ ($\nu = 134$ ГГц, $\lambda = 2,25$ мм, $h\nu/k_B = 6,45$ К) под действием теплового излучения атомная система поглощает фиксированное число фотонов черного излучения резонатора, причем число вынужденных переходов ΔN , с одной стороны, может быть много больше величины $\Delta N_1 = W_T^p \tau_{int}$, где $W_T^p = (\pi d^2/\hbar^2) I_T^p$, I_T^p — энергетическая плотность состояний в моде при точном резонансе $I_T^p = (\hbar Q/\pi\nu) \bar{n}$, τ_{int} — время взаимодействия с полостью, а с другой стороны — много меньше величины

$$\Delta N_2 = \bar{n}_T \frac{Q}{2\pi\nu} \tau_{int}, \quad \Delta N_1 \ll \Delta N \ll \Delta N_2,$$

так что лишь малая часть фотонов, испущенных полостью за время взаимодействия поглощается атомной системой. Механизм поглощения системы ридберговских атомов носит, таким образом, коллективный характер, а именно под действием резонансного поля черного излучения происходит сфазирование атомных диполей, и система атомов, сосредоточенных в малой, по сравнению с длиной волны, пространственной области, ведет себя, как квантовый объект с невырожденными энергетическими состояниями и дипольным моментом, пропорциональным полному числу атомов. Характерное время коллективного процесса равно $T_R^{-1} \approx (d^2/\hbar V) QN$ и число вынужденных переходов равно $\Delta N_1 = (T_R/\tau_{int}) = W_T^p T_R N = \bar{n}_T$ и не зависит ни от свойств резонатора, ни от параметров системы. Это свойство коллективного вынужденного поглощения ансамблей ридберговских атомов позволяет непосредственно, измеряя число частиц, претерпевших переход под действием излучения черного тела, также построить абсолютный термометр.

Независимость величины Δn от свойств атомов и резонатора при условии $V_{ат} \ll \lambda^3$ наводит на мысль о возможности получить выражение для Δn из статистических аргументов общего характера. И действительно, атомная система имеет $N+1$ симметричное возбужденное состояние, соответствующее кванту на одном из возбужденных атомов.

Таким образом, система N атомов в резонаторе с осцилляторной модой эквивалентна суперсимметричному гармоническому осциллятору [132, 133] в случае, если вначале она приготовлена в симметричном состоянии. Поэтому в состоянии термодинамического равновесия она характеризуется единственной величиной — числом заполнения с равновесной температурой T . Однако каждое состояние дополнительно двукратно вырождено по состоянию фотонной поляризации, а именно переход $30 S_{1/2} \longrightarrow 30 P_{1/2}$ имеет две компоненты:

$$\left| 30 S_{1/2}, m_J = \pm \frac{1}{2} \right\rangle \xrightarrow{\sigma_+, \sigma_-} \left| 30 P_{1/2}, m_J = \mp \frac{1}{2} \right\rangle \quad \text{и} \quad \Delta n = 2\bar{n}_T.$$

В данной интуитивной картине остается не слишком понятным, каким образом эволюционируют сфазированные атомные диполи под действием черного тела. Для того чтобы пояснить это, используем картину глобального блоховского вектора системы из $N/2$ атомов, который вначале находится в состоянии «вниз» (основное состояние атомной системы). Движение блоховского вектора описывается тремя средними от операторов момента: $J_{x,y,z}$. Величины $J_{x,y}$ под действием излучения черного тела приобретают величину $J_i = N\theta_i/4$ ($i=x, y$), где θ_i — малые значения флуктуирующего блоховского угла.

Поскольку полный момент сохраняется, J_z изменяется на величину $\Delta J_z = N(\theta_x^2 + \theta_y^2)/8$. Движение блоховского вектора совпадает с движением броуновской частицы со скоростью $v_i = c\theta_i$ и массой $m = N\hbar v/2c^2$ с затуханием $\sim 1/2 T_R$ и флуктуирующей силой $F(t)/mc = dE_T^i(t)/\hbar$ со временем корреляции $T_p \ll T_R$. Поэтому в «плохом» резонаторе воздействие излучения черного тела можно воспринимать, как δ -коррелированные точки, в результате которых частица (конец изображающего блоховского вектора) приобретает кинетическую энергию

$$\epsilon_{\text{кин}} = \frac{mv^2}{2} = \frac{N\hbar v}{4} \theta_i^2 = \frac{k_B T}{2}.$$

Мы имеем

$$2(\Delta J_z)_p = \frac{N}{4} (\theta_x^2 + \theta_y^2) = \frac{k_B T}{\hbar v}.$$

Если $\tau_{\text{int}} < T_R$, то для Δn справедлива формула $\Delta n = 2\bar{n}_T (1 - e^{-\tau_{\text{int}}/T_R})$, так что время достижения термодинамического равновесия между полем и атомами обратно пропорционально N . Флуктуации $\text{var}(\Delta n) = (\langle \Delta n^2 \rangle - \langle \Delta n \rangle^2)^{1/2}$ от одного пучка коллективного поглощения к другому определяются статистикой Бозе — Эйнштейна, хотя каждый атом описывается фермионной степенью свободы, и равны $\text{var}(\Delta n) = 2\bar{n} (1 + 2\bar{n}_T) \approx \approx 4n_T^2 (\bar{n}_T \gg 1)$. Эти явления носят совершенно общий характер. Но только очень большие величины $\tau_{\text{int}}/T_R \sim d^2$ характерные для систем ридберговских атомов, и малые величины N , а также возможность поместить систему из N атомов в объем $V_{\text{ат}} \ll \lambda_0^3$, т. е. практически либо в узел, либо в пучность резонатора, позволяют обнаружить эти эффекты при конечной точности детектирования $\Delta n/N$. Строгая теория коллективного поглощения атомов в резонаторе, основанная на формализме матрицы плотности, дана в работе [61].

Эффект сверхизлучения известен для другого типа систем с малым числом электронов — слабoreлятивистских электронов Ландау, взаимодействующих через резонаторную моду. Ангармонизм квантовых осцилляторов приводит к сфазировке их первоначально несфазированных колебаний и к образованию состояния с дипольным моментом, пропорциональным полному числу излучающих систем. Возбужденные в начальный момент осцилляторы, взаимодействующие через собственное поле излу-

чения, находятся в неустойчивом состоянии. Малая флуктуация средней поляризации также, как и в случае двухуровневой системы, инициирует развитие этой неустойчивости и приводит к экспоненциальному нарастанию интенсивности излучения. В системе линейных осцилляторов происходит экспоненциальное затухание средней поляризации. Нелинейность ограничивает этот рост и формирует сверхизлучательный импульс [135].

IV. Заключение. Из настоящего обзора видно, что последние годы были периодом интенсивного экспериментального и теоретического исследования радиационных свойств ридберговских атомов. Экспериментальная реализация таких устройств квантовой электроники как мазер на одном атоме, двухфотонный микромазер, наблюдение тонких эффектов теплового излучения, подтвердили уникальность и широчайшие возможности ридберговских атомов как объекта квантовой оптики. Стало возможным экспериментальное изучение эффектов, предсказанных задолго до создания ридберговских мазеров и которые имели, казалось, чисто теоретическое значение. Это изменение скорости спонтанного излучения одного атома, помещенного в резонатор, осцилляторный характер обмена энергией между одним возбужденным атомом и резонаторной модой, квантовое умирание и оживание оптических нутаций, индуцированных в одном атоме резонансным полем. Успех экспериментов оказался возможным вследствие следующих основных причин. Во-первых, за счет сильной связи атомов с электромагнитным полем, обусловленной гигантскими дипольными моментами переходов; во-вторых, в результате использования излучения миллиметрового диапазона, что позволило создать резонаторы с модами низкого порядка и в то же время достаточно большими, чтобы обеспечить большие времена взаимодействия. В-третьих, важным моментом стали большие спонтанные времена жизни атомов в ридберговских состояниях, что обеспечило возможность проведения точных спектроскопических измерений. И наконец, использование атомных пучков и перестраиваемых лазеров для эффективного возбуждения ридберговских атомов с селекцией по состояниям, полевой ионизации для их чувствительного детектирования.

Ясно также, что в самом ближайшем будущем можно ожидать новых экспериментальных открытий, обусловленных спецификой используемого диапазона электромагнитного излучения, возможностью проявления когерентных и коллективных эффектов, необычных корреляционных и статистических свойств. Возможно, станет доступным для эксперимента использование необычных свойств ридберговского атома на поверхности жидкого гелия.

Нельзя считать, по-видимому, что результаты этих исследований будут представлять только академический интерес. Нет сомнений в том, что многие из них найдут применение в метрологии, для решения проблемы чувствительного детектирования микроволнового излучения, измерения сверхслабых электрических полей и их флуктуаций, исследования поверхности. Возможны и другие неожиданные приложения. Поэтому мы считаем, что представленные здесь исследования находятся в начальной стадии и только открывают новую интегрирующую область квантовой оптики.

Наконец, авторам хотелось бы выразить свою признательность Г. Вальтеру и Н. Б. Делоне за стимулирование их интереса к данной тематике, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнову и Б. М. Смирнову за многочисленные ценные замечания и советы.

Один из авторов (П. Л.) выражает благодарность К. К. Лихареву за идею написать обзор, П. В. Елютину и М. С. Масловой за разъяснение ряда теоретических вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Meschede D., Walther H., Müller G.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 551.
2. Rempe G. et al.//Proc. of the 6th Intern. School on Coherent Optics.—Poland, September 19—26, 1985.
3. Filipovicz P. et al.//Opt. Acta. 1985. V. 32. P. 1105.
4. Goy P. et al.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1903.
5. Moi L. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 27. P. 2043.
6. Zimmerman M. L. et al.//Ibidem. P. 2731.
7. Humprey L. M. et al.//Ibidem. 1979. V. 20. P. 2251.
8. Gallagher T. F. et al.//Ibidem. 1981. V. 23. P. 2065.
9. Brune M. et al.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1899.
10. Purcell E. M.//Phys. Rev. 1946. V. 69. P. 681.
- [11] Cummings F. W.//Ibidem. Ser. A. 1965. V. 140. P. 1051.
12. Dicke R. H.//Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 99.
13. Bell M. B., Seaquist E. R.//Astrophys. J. 1980. V. 238. P. 818.
14. Mebold V. et al.//Astrophys. J. Lett. 1980. V. 82. P. 272.
15. Ершов А. А. и др.//Письма Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 833.
16. Ридберговские состояния атомов и молекул/Под ред. Р. Стеббингса, Ф. Даннинга.— М.: Мир, 1985.
- Gallagher T. F.//Rep. Prog. Phys. 1988. V. 51. P. 143.
17. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы.— М.: Энергоатомиздат, 1982.
18. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л.//УФН. 1983. Т. 140. С. 355.
19. Gallas J. et al.//Adv. Atom. and Mol. Phys. 1985. V. 20. P. 413.
20. Сороченко Р. А., Смирнов Г. Г.//Письма в Астрон. ж. 1987. Т. 13. С. 191.
- [21] Leonard C., Rinkleff R. H.//Phys. Lett. Ser. A. 1985. V. 112. P. 208.
22. Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н. Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1983.
23. Theodosiou C. E.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 2881.
24. Бетеров И. М. и др.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 31.
25. Beterov I. M. et al.//Zs. Phys. Kl. D. 1987. Bd 6. S. 55.
26. Ducas T. W. et al.//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 366.
27. Амбарцумян Р. В. и др.//Письма ЖЭТФ. 1975. Т. 31. С. 595; ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 157.
28. Fabre C. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1978. V. 18. P. 229.
29. Koch P. M.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 432.
30. Fabre C. et al.//Opt. Commun. 1975. V. 13. P. 393.
- [31] Tuan D. et al.//Ibidem. 1976. V. 18. P. 533.
32. Zollars B. G. et al.//J. Chem. Phys. 1986. V. 84. P. 5589.
33. Lee S. A. et al.//Opt. Lett. 1976. V. 3. P. 141.
34. Василенко Л. С., Чеботаев В. П., Шиншаев А. В.//Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 161.
35. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М.: Наука, 1975.
36. Beigang R., Timmerman A.//Phys. Rev. Ser. A. 1982. V. 26. P. 2990.
37. Beigang R. et al.//Opt. Comm. 1984. V. 49. P. 253.
38. Nielsen J. H. M. et al.//Physica. Ser. B+C. 1981. V. 111. P. 127.
39. Бетеров И. М., Курочкин В. Л., Юделевич И. Г.//ЖПС. 1985. Т. 42. С. 17.
40. Hulet R. C. et al.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2137.
- [41] Hulet R. C., Kleppner D.//Ibidem. 1983. V. 51. P. 1480.
42. Liang J. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 33. P. 4437.
43. Gross M., Liang J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1160.
44. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М.//Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике.— М.: Наука, 1971.— С. 39.
45. Делоне Н. Б. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 682.
46. Bayfield J. E., Pinnaduwage L. A.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 313.
47. Blumel R. et al.//Zs. Phys. Kl. D. 1987. Bd 6. S. 83; 1988. Bd. 9. S. 95.
48. Koch P. M. et al.//Physics of Phase Space.—Berlin; Heidelberg; New York a. o.: Springer-Verlag, 1987.— P. 37.— (Lecture Notes in Physics. V. 3).
49. Jensen R. V.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 386.
50. Leopold J. G., Richards D.//J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. 3369; 1986. V. 19. P. 1125.
- [51] Casati G. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 823.
52. Casati G. et al.//Ibidem. 1987. V. 59. P. 2729.
53. Shepelyansky D. L. Preprints Inst. of Nuclear Physics 86-29, 86-187, 87-30.— Novosibirsk, 1986. 1987.
54. Casati G. et al. Preprints Inst. of Nuclear Physics 87-29, 87-30.— Novosibirsk, 1987.
55. Bardsley J. N., Sundaram B.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 32. P. 689.

116. Knight P. L.//Phys. Scripta. 1986. V. 12. P. 51.
117. Davidovich L. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 36. P. 3771.
118. Lugiato L. A. et al.//Ibidem. P. 740.
119. Abdalla M. S. et al.//Ibidem. 1986. V. 34. P. 4829.
120. Prokhorov A. M.//Science. 1965. V. 149. P. 828.
- [121] Летохов В. С.//Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 284.
122. Yuen M. P.//Phys. Lett. Ser. A. 1975. V. 51. P. 1.
123. Cohen-Tannoudji C., Reynaud S.//J. Phys. Ser. B. 1977. V. 10. P. 345.
124. Knight P. L., Milonni P. W.//Phys. Rep. 1980. V. 66. P. 21.
125. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом.— Минск: Наука и техника, 1977.
126. Генденштейн Л. Э., Криве И. Э.//УФН. 1985. Т. 146. С. 554.
127. Aharonov Y. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 29. P. 2396.
128. Van Nieuwenhuizen P.//Phys. Rep. 1981. V. 68. P. 189.
129. Agarwall G. S.//Springer Tracts in Modern Physics. 1986. P. 53.
130. Haroche S.//New Trends in Atomic Physics/Eds R. Hora, G. Grynberg.— Amsterdam: North-Holland, 1984.
- [131] Witten E.//Nucl. Phys. Ser. B. 1981. V. 185. P. 513.
132. Лоудон Р. Квантовая теория света.— М.: Мир, 1976.
133. Лернер П., Маслова Н. Препринт ФИАН СССР № 77.— Москва, 1987.
134. Лейтес Д. А.//УМН. 1980. Т. 35, вып. 1. С. 24.
135. Ильинский Ю. А., Маслова Н. С.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 171.
136. Лакс М.//Phys. Rev. 1968. V. 172. P. 1490.
137. Смирнов Д. Ф., Трошин А. С.//УФН. 1987. Т. 153. С. 233.
138. Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. Кооперативные явления в оптике.— М.: Наука, 1988.
139. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Физматгиз, 1968.
140. Hillery M. et al.//Phys. Lett. Ser. A. 1984. V. 103. P. 259.
- [141] Рабинович М. И., Трубецков С. И. Введение в теорию колебаний.— М.: Наука, 1984.
142. Зельдович Б. Я., Клышко Д. Н.//Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 69.
143. Neukammer J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2947.
144. Бетеров И. М., Василенко Г. Л., Фатеев Н. В.//КЭ. 1988. Т. 15. С. 1302.
145. Heinzen D. J., Feld M. S.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2623.
- DeMartini F. et al.//Ibidem. P. 2955.
146. Бетеров И. М., Рябцев И. И., Фатеев Н. В.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 181.
147. Krause J., Scully M. O., Walther H.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 36. P. 4547.
148. Heidmann A., Raimond J. M.//Opt. Commun. 1985. V. 54. P. 189.
149. Kien K. L., Kadantseva E. P., Shumovsky S.//Physica Ser. B+C. 1988. V. 150. P. 447.
150. Andreev V. A., Lerner P. B.//Phys. Lett. Ser. A. 1989. V. 134. P. 507.
- [151] Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика.— М.: Мир, 1984.
152. Casati G., Guarneri I., Shepelyansky D. L.//IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. QE-24. P. 1420.
153. Shepelyansky D. L. et al.//Phys. Rep. 1987. V. 154. P. 78.
154. Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем.— М.: Наука, 1982.
155. Fedorov M. V.//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1988. V. 5. P. 53.
156. Иванов М. Ю.//Элементарные процессы в поле лазерного излучения.— М.: Высшая школа, 1987.— С. 33.
157. Mantica J.//IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. P. 1453.
158. Moorman L., Galvez E. J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 771.
159. Gallagher T. F. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 37. P. 1527.
160. Hare J., Gross M., Goy P.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1938.
- [161] Delande D., Gay J. C.//Europhys. Lett. 1988. V. 5. P. 303.
162. Galvez E. J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 51. P. 2011.
163. Hughey B. J. et al.//11th Intern. Conference on Atomic Physics: Abstracts/Ed. S. Haroshe, P. Goy.— Paris, 1988.— P. VIII-38.
164. Bayfield J. E., Sokol D. W.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2007.
165. Chebotayev V. P. et al.//Appl. Phys. 1976. V. 9. P. 171.

56. Blumel R., Smilansky U.//*Ibidem*. P. 1900.
57. Берсонс И. Я.//ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 1276; Препринт ИФ АН ЛатвССР ЛАФИ-109.— Саласпилс, 1987.
58. Goy P.//*Infrared and Millimeter Waves*/Ed. K. J. Button. New York: Academic Press, 1983.— V. 8, pt. 1. P. 342.
59. Goy P. et al.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1983. V. 27. P. 2065.
60. Goy P. et al.//*J. Appl. Phys.* 1984. V. 56. P. 627.
- [61] Drexhage K. H.//*Prog. Opt.* 1985. V. 12. P. 165.
62. Bloembergen N., Pound R. W.//*Phys. Rev.* 1954. V. 95. P. 8.
63. Stranberg M. W.//*Ibidem*. 1957. V. 106. P. 617.
64. Бункин Ф. В., Ораевский А. Н.//Изд. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1959. Т. 11. С. 81.
65. Лернер П. Б. Препринт ФИАН СССР № 315. Москва, 1986.
66. Быков В. П., Шепелев Г. В. Излучение атомов вблизи материальных тел: Вопросы квантовой теории.— М.: Наука, 1986.
67. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику.— М.: Наука, 1966.— § 38.
68. Hollberg M., Hall J. L.//*Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53. P. 230.
69. Гайтлер В. Квантовая теория излучения.— М.: ИЛ, 1956.
70. Файн В. М.//Изд. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1959. Т. 11. С. 167.
- [71] Sachdev S.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1984. V. 29. P. 2627.
72. Dobiasch P., Walther H.//*Ann. de Phys.* 1985. V. 10. P. 825.
73. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля.— М.: ИЛ, 1963.
74. Krause J., Scully M., Walther H.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1986. V. 34. P. 2032.
75. Welton T.//*Ibidem*. 1948. V. 74. P. 1157.
76. Ford G. W. et al.//*Ibidem*. 1986. V. 34. P. 2001.
77. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский В. П. Квантовая электродинамика.— М.: Наука, 1980.
78. Farley J. W., Wing W. H.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1981. V. 23. P. 2397.
79. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия.— М.: ИЛ, 1959.
80. Koch P. M. et al.//*Phys. Lett. Ser. A*. 1980. V. 75. P. 273.
- [81] Gallagher T. F., Cooke W. E.//*Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 835.
82. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами.— М.: Физматгиз, 1960.
83. Haroche S., Raimond J. M.//*Adv. Atom. and Mol. Phys.* 1985. V. 20. P. 347.
84. Stoneman R. C. et al.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1986. V. 34. P. 2952.
85. Jaynes E. T., Cummings F. W.//*Proc. IEEE*. 1963. V. 51. P. 89.
86. Лернер П. Б., Соколов И. М.//Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 501.
87. Eberly J. H. et al.//*Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 40. P. 1323.
88. Эберли Дж., Нарожный Н. Б., Санчес-Мондрагон Р.//КЭ. 1980. Т. 7. С. 2178.
89. Yoo H. I., Eberly J. H.//*Phys. Rep.* 1985. V. 118. P. 239.
90. Burnett S. M., Knight P. L.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1986. V. 33. P. 2444.
- [91] Agarwall G. S., Puri S.//*Ibidem*. P. 1757. 3610.
92. Agarwall G. S., Puri S.//*Ibidem*. 1987. V. 35. P. 8.
93. Walther H.//*Atom. Phys.* 1987. V. 10. P. 333.
94. Rempe G., Walther H., Klein N.//*Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 353.
95. Filipowich P. et al.//*J. Opt. Soc. Am.* 1986. V. 13. P. 906.
96. Acherhalt J.//*Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 50. P. 966.
97. Chiricov B. V.//*Phys. Rep.* 1979. V. 52. P. 263.
98. Fox R. F., Edison J.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1986. V. 34. P. 482.
99. Shepelyansky D. L.//*Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. P. 15.
100. Meystre P. et al.//*Nuovo Cimento. Ser. B*. 1975. V. 25. P. 12.
- [101] Meystre P., Zubairy M. S.//*Phys. Lett. Ser. A*. 1982. V. 89. P. 390.
102. Carmichael H. J.//*Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2790.
103. Hillery M. et al.//*Phys. Lett. Ser. A*. 1986. V. 103. P. 259.
104. Paul H.//*Rev. Mod. Phys.* 1982. V. 54. P. 1061.
105. Carmichael H. J.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1986. V. 33. P. 3262.
106. Шумовский А. С., Юкалов В. И.//Труды международной школы по физике высоких энергий.— Дубна: ОИЯИ, 1983.
107. Cummings F. W., Dorri A.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1983. V. 28. P. 2282.
108. Cummings F. W.//*Ibidem*. 1986. V. 33. P. 1683.
109. Stroud C. R. et al.//*Ibidem*. 1972. V. 5. P. 1094.
110. Kulina P., Leonard C., Rinkleff R. H.//*Ibidem*. 1986. V. 34. P. 227.
- [111] Hildred G. P. et al.//*J. Phys. Ser. B*. 1984. V. 17. P. L535.
112. Filipowich P. et al.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1986. V. 34. P. 3077.
113. Liang J., Gross M., Haroche S.//*Ibidem*. V. 33. P. 4437.
114. Knight P. L., Radmore F. M. P. M.//*Phys. Lett. Ser. A*. 1982. V. 90. P. 342.
115. Brune M., Raimond J. M., Haroche S.//*Phys. Rev. Ser. A*. 1987. V. 35. P. 154.