

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.186.3

ПЛЕНЕННЫЕ АТОМНЫЕ ЧАСТИЦЫ В ДЕЙСТВИИ

К. Н. Драбович

(Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова)

Квантовые скачки.— Антигруппировка и субпуассоновская статистика фотонов.— Фазовые переходы в системе холодных ионов.

1. Введение. Атомные частицы, локализованные (плененные) в условиях высокого вакуума в электромагнитных ловушках и охлажденные до сверхнизких температур,— чрезвычайно удобный объект для постановки предельно «чистых» физических экспериментов. Круг возможных применений плененных холодных частиц ясно очерчен в обзорах П. Тошека [1], В. И. Балыкина, В. С. Летохова, В. Г. Миногина [2] и в монографии [3]. Сюда относятся прецизионные спектроскопические измерения, создание сверхточных оптических стандартов частоты, постановка экспериментов, относящихся к фундаментальной физике, химической физике и т. д. К настоящему времени основные принципиальные проблемы, стоящие на пути реализации этих возможностей, фактически уже решены. Во-первых, созданы миниатюрные электромагнитные ловушки и разработаны методы накопления и удержания в них малых количеств ионов, включая и одиночные ионы. На очереди решение той же задачи для нейтральных частиц. Во-вторых, с помощью лазерного охлаждения достигнуты температуры ионов $\sim 10^{-3}$ К, что, в частности, позволило увеличить время их удержания в ловушке до десятков минут и более. В-третьих, на базе метода резонансной флуоресценции и техники счета фотонов созданы системы, позволяющие не только регистрировать излучение одиночных атомов, но и вести визуальное или фотографическое наблюдение за отдельными атомами в ловушке.

Состояние дел в этой области исследований, сложившееся к середине 1985 г., хорошо отражают монографические работы [1—3] (см. также список дополнительной литературы к [1]). Многочисленные публикации последнего времени содержат сообщения о новых впечатляющих результатах, полученных с локализованными ионами. В настоящий краткий обзор включены главным образом те работы, которые не только блестяще иллюстрируют возможности практического использования холодных ионов в ловушках, но и содержат результаты, относящиеся к основам физики. Здесь в первую очередь имеются в виду эксперименты по наблюдению квантовых скачков в атомах, по исследованию квантовых свойств излучения и изучению явлений типа фазовых переходов, возникающих в ансамбле холодных ионов.

2. Квантовые скачки. Еще в 1913 г. Бор предположил, что поглощение или испускание атомом светового излучения сопровождается мгновен-

ными переходами атома из одного состояния в другое [4]. Эти переходы получили название *квантовых скачков*. В дальнейшем представление о квантовых скачках было распространено и на переходы в квантовых системах, имеющие безызлучательную (например, столкновительную) природу. Однако их экспериментальное наблюдение долгое время затруднялось тем, что при исследовании процессов поглощения и испускания электромагнитного излучения, как правило, приходится иметь дело с большими ансамблями атомов. Ситуация коренным образом изменилась лишь в последнее время: одиночный атом, плененный в ловушке и удерживаемый в ней достаточно долго, можно использовать для проведения серии повторных измерений, которые позволяют проследить временную эволюцию его внутреннего состояния.

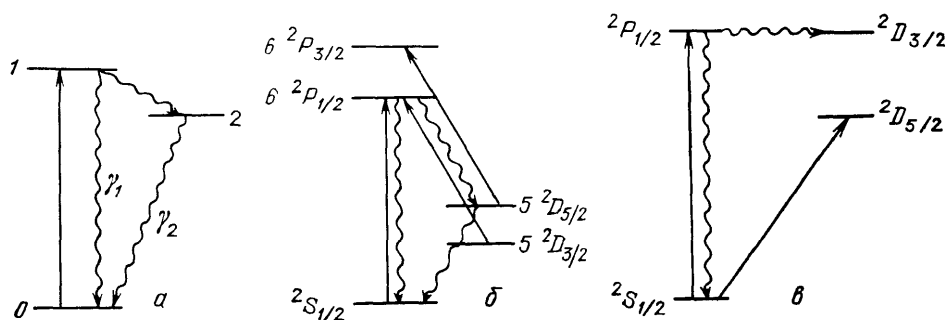


Рис. 1. Схемы уровней энергии иона Ba^+ (δ), Hg^+ (θ)

Метод наблюдения квантовых скачков основан на схеме, впервые предложенной Г. Демельтом в 1975 г. [5]. Ее смысл заключается в следующем. Пусть имеется одиночный трехуровневый атом (рис. 1, а), у которого скорости радиационных переходов из возбужденных состояний 1 и 2 в основное состояние 0 резко различны, $\gamma_1 \gg \gamma_2$. Под действием интенсивного лазерного излучения, резонансного переходу 0—1, возникает флуоресценция на этом переходе, отмечающая «циркуляцию» атома между уровнями 0—1. Если в какой-то момент времени атом скачком перейдет в долгоживущее состояние 2, это приведет к мгновенному обрыву флуоресцентного сигнала, который также скачкообразно восстанавливается после возвращения атома в основное состояние. Таким образом, временное поведение флуоресценции на сильном переходе в такой схеме должно иметь вид случайного телеграфного сигнала, в котором чередуются «светлые» и «темные» интервалы. При этом средняя длительность «темных» интервалов будет равна времени жизни уровня 2.

Описанную схему можно рассматривать как весьма эффективный усилитель сигнала на слабом переходе. Коэффициент усиления здесь фактически определяется отношением вероятностей радиационных переходов на сильном (1—0) и слабом (2—0) переходах и может достигать величин порядка 10^6 — 10^8 . Перспективы использования такого усилителя в спектроскопии и для создания сверхточных оптических стандартов частоты обсуждались в работах [5—8].

Предварительный теоретический анализ возможности прямого наблюдения квантовых скачков в трехуровневой системе впервые был проведен Куком и Кимблом [9] на основе скоростных уравнений для эффективной системы с двумя состояниями: «включено» и «выключено». В частности, ими было показано, что распределение длительности «светлых» (+) и «темных» (−) интервалов дается плотностью вероятности

$$W_{\pm}(T) = \frac{1}{\tau_{\pm}} e^{-T/\tau_{\pm}}, \quad (1)$$

где $\tau_{\pm}$ — средние длительности соответствующих интервалов. В рассмотренной выше схеме (см. рис. 1, а) τ равно времени жизни метастабильного уровня 2. В том же приближении для автокорреляционной функции интенсивности резонансной флуоресценции следует формула

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{\tau_-}{\tau_+} \exp \left[- \left(\frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \tau \right]. \quad (2)$$

Надо заметить, что выводы данной работы базируются на изначальном предположении, что квантовые скачки существуют. В последующих публикациях была построена более строгая квантово-статистическая теория резонансной флуоресценции трехуровневых атомов [10–14], содержащая, в частности, и доказательство проявления квантовых скачков.

Об экспериментальном наблюдении квантовых скачков первыми сообщили в 1986 г. У. Нагурней, Дж. Сандберг и Г. Демельт из Университета штата Вашингтон (Сиэтл, США) [15]. Затем вскоре последовали работы группы П. Тошека из Гамбургского университета [16, 17] (см. также [18]) и исследователей из Национального бюро стандартов (США) [19]. В экспериментах использовались ионы Ba^+ [15–18] и Hg^+ [19], локализованные в радиочастотных ловушках. Схемы нижних («рабочих») уровней этих ионов приведены на рис. 1, б, в.

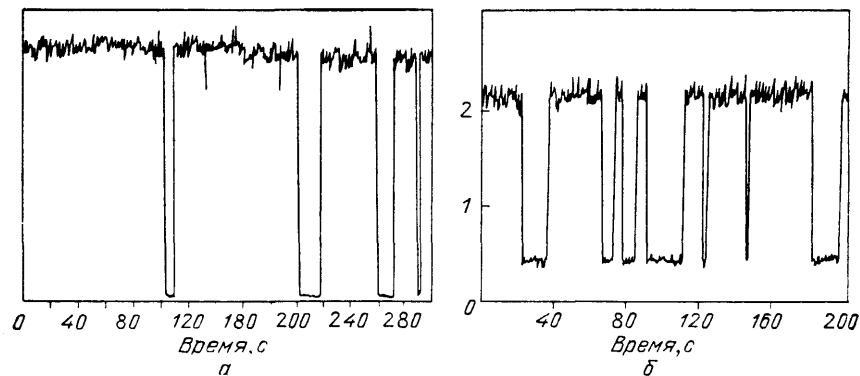


Рис. 2. а — Интенсивность резонансной флуоресценции одиночного иона; уровень сигнала равен 4000 фотоотсчетов в секунду [16]. б — Включена подсветка излучением бариевой лампы [17]

Рассмотрим вначале результаты, полученные с ионами Ba^+ , следуя, главным образом, более полным и детальным работам [16–18]. В этих экспериментах один, два или три иона Ba^+ , плененных в ловушке, облучались одновременно непрерывным излучением двух лазеров на красителях. При этом излучение с $\lambda_1 = 493,4$ нм настраивалось по частоте несколько ниже резонанса с сильным переходом $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$ (рис. 1, б) и выполняло двойную функцию. Во-первых, оно возбуждало резонансную флуоресценцию, излучение которой служило регистрируемым сигналом. Во-вторых, охлаждало ионы до температуры $\sim 10^{-2}$ К. Излучение лазера с $\lambda_2 = 649,7$ нм настраивалось в точный резонанс с переходом $5^2D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$ и служило для возбуждения иона, оказавшегося на долгоживущем уровне $5^2D_{3/2}$, в состояние $6^2P_{1/2}$, т. е. возвращало ион на сигнальный переход.

Флуоресцентный сигнал регистрировался фотоумножителем и системой счета фотонов. Результат измерений для случая одного иона Ba^+ приведен на рис. 2. Видно, что временной ход сигнала имеет случайный прерывистый характер: в некоторые моменты времени сигнал мгновенно падает до уровня шумов, т. е. флуоресценция исчезает, наступает период «темноты», который заканчивается скачкообразным восстановлением прежнего уровня сигнала. При этом дополнительное облучение иона све-

том бариевой лампы резко увеличивает частоту прерываний флуоресценции (ср. рис. 2, а и б).

Такое поведение сигнала можно объяснить тем, что ион в отдельные моменты перескакивает в метастабильное состояние $5^2D_{5/2}$, покидая, следовательно, сигнальный переход. Восстановление флуоресценции обусловлено квантовым скачком (излучательной или столкновительной природы) иона из состояния $5^2D_{5/2}$, радиационное время жизни которого составляет примерно 47 с, в основное состояние $6^2S_{1/2}$. Как показал анализ,

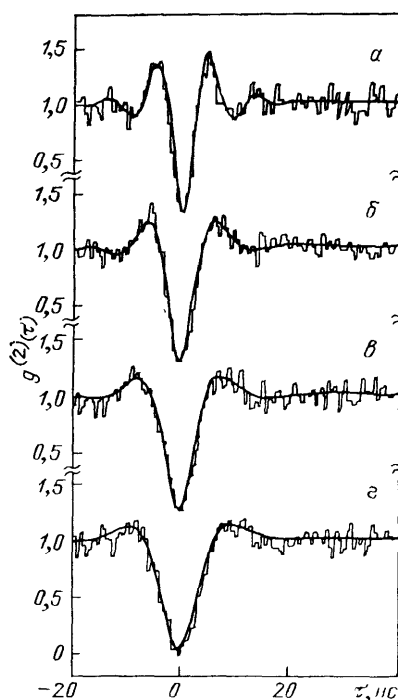


Рис. 3. Корреляционная функция интенсивности резонансной флуоресценции одиночного иона Mg^+ . Интенсивность возбуждающего излучения уменьшается от рис. а к г [29]

процессами, заселяющими уровень $5^2D_{5/2}$, являются: двухфотонный процесс электронного комбинационного рассеяния лазерного излучения, стартовый либо из состояния $6^2S_{1/2}$, либо из $5^2D_{3/2}$, и реальное заселение уровня $6^2P_{3/2}$ резонансным излучением бариевой лампы с последующим спонтанным распадом на уровень $5^2D_{5/2}$ (переход $6^2P_{3/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ разрешен). Причем последний процесс, несмотря на относительно малую интенсивность излучения лампы, оказывается преобладающим в силу его резонансного характера.

Примечательно, что включение дополнительного лазерного излучения, резонансного разрешенному переходу $5^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$, приводит к исчезновению «темных» интервалов, так как это излучение не позволяет иону «засиживаться» на уровне $5^2D_{5/2}$. Следовательно, можно утверждать, что обрыв флуоресценции на сильном переходе с достоверностью свидетельствует о скачке иона в метастабильное состояние $5^2D_{5/2}$.

Эксперименты, проведенные в случае, когда в ловушке находились два или три иона Ba^+ , позволили зарегистрировать провалы сигнала флуоресценции, связанные с одновременным попаданием на уровень $5^2D_{5/2}$ одного, двух или всех трех ионов [17].

При этом авторы отмечают, что частота появления провалов, обусловленных одновременным «выключением» двух или трех ионов, существенно превосходит частоту таких провалов, характерную для случайных совпадений. Это обстоятельство было отнесено на счет коллективных эффектов во взаимодействии атомов с электромагнитным полем. Расчеты Левинштейна и Яванайнена [20] показывают, что коллективные эффекты действительно должны возникать в случае, когда расстояния между атомами существенно меньше длины волны излучения.

Несколько иной подход был использован в экспериментах группы Национального бюро стандартов [19]. Однозарядные ионы ртути Hg^+ локализовались в радиочастотной ловушке и облучались узкополосным лазерным излучением с длиной волны 194 нм, частота которого настраивалась несколько ниже резонанса с сильным разрешенным переходом между основным уровнем $2S_{1/2}$ и уровнем $2P_{1/2}$ (рис. 1, в). Подобно работам [15–18] это излучение охлаждало ионы и возбуждало резонансную флуоресценцию. Часть флуоресценции регистрировалась системой счета фотонов и служила сигналом. Дополнительный пучок лазерного излучения

ния с длиной волны 281,5 нм настраивался в резонанс со слабым переходом $^2S_{1/2} - ^2D_{3/2}$, разрешенным в электроквадрупольном приближении. Каждый акт поглощения фотона из этого пучка должен приводить к исчезновению сигнала флуоресценции, поскольку при этом ион совершает скачок в метастабильное состояние $^2D_{5/2}$. Таким образом, в данной схеме наблюдение провалов во флуоресценции является по существу методом детектирования поглощения на слабом переходе.

Безусловно, в этом случае возможно также выключение флуоресцентного сигнала, связанное со столкновительными или радиационными процессами, переводящими ион с уровня $^2P_{1/2}$ на уровень $^2D_{3/2}$. Поэтому измерения проводились как с включенным, так и с выключенным пробным лазерным излучением с $\lambda = 281,5$ нм. Результаты измерений показали, что включение пробного излучения приводит к резкому возрастанию скорости скачков, свидетельствующему о поглощении на слабом переходе. Наличие в ловушке двух ионов, аналогично наблюдениям группы П. Тошека, проявлялось в возникновении двух видов провалов во флуоресценции, обусловленных «выключением» соответственно одного или двух ионов.

Заслуживает внимания тот факт, что в данной схеме частота следования «темных» интервалов зависит от точности настройки пробного поля в резонанс, а это позволяет проводить спектральные измерения на слабом переходе. Эффективность такого метода спектроскопии была продемонстрирована в работе [21], где с его помощью была выявлена структура линии поглощения на квадрупольном переходе $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ иона Hg^+ в случае, когда объем локализации иона был меньше длины волны, т. е. в «режиме Лэмба — Дики». В частности, были разрешены боковые полосы, обусловленные фазовой модуляцией из-за остаточного векового движения холодного иона в ловушке.

Статистическая обработка результатов измерений в экспериментах по прямому наблюдению квантовых скачков в одиночных ионах [15—19] показала хорошее согласие распределения длительностей «темных» и «светлых» интервалов с формулой (1). Отмечается также согласие измерений автокорреляционной функции интенсивности флуоресценции с формулой (2). Таким образом, метод квантовых скачков оказывается вполне пригодным для определения времен жизни комбинирующих уровней. Это особенно важно для долгоживущих метастабильных уровней, где другие методы зачастую оказываются неэффективными.

3. Антигруппировка и субпуассоновская статистика фотонов. Как известно, эффект антигруппировки фотонов заключается в том, что условная вероятность обнаружить «второй» фотон спустя некоторое малое время τ вслед за «первым» оказывается меньше безусловной вероятности обнаружения фотона (см., например, [22, 23]). Наличие антигруппировки свидетельствует о большей упорядоченности следования фотонов по сравнению с естественным или даже лазерным светом. Другим проявлением повышенной регулярности потока фотонов является так называемое субпуассоновское распределение фотоотсчетов, обладающее дисперсией меньшей, чем у пуассоновского распределения.

Наблюдение антигруппировки фотонов базируется на измерении корреляционной функции второго порядка, т. е. корреляционной функции интенсивности $g^{(2)}(\tau)$ [22], пропорциональной вероятности появления «второго» фотона спустя время τ после регистрации «первого». При наличии антигруппировки $g^{(2)}(\tau)$ имеет минимум в точке $\tau = 0$. С увеличением τ $g^{(2)}(\tau)$ выходит на постоянное значение, соответствующее независимым событиям регистрации фотонов, и, естественно, совпадающее с асимптотическим значением $g^{(2)}(\infty)$ для теплового излучения. Полностью когерентный свет обладает корреляционной функцией $g^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(\infty)$.

Типичным примером излучения, обладающего антигруппировкой фотонов, является флуоресцентное излучение одиночного атома на отдельном переходе [22, 24–28]. Причина антигруппировки в этом случае очевидна: каждый последующий фотон может быть испущен лишь после того, как атом внешним воздействием снова будет переведен в возбужденное состояние. Длительность интервала задержки, очевидно, зависит от скорости возбуждения. Корреляционная функция $g^{(2)}(\tau)$ пропорциональна вероятности нахождения атома в возбужденном состоянии при условии, что в начальный момент времени он находился в основном состоянии 0, т. е. $g^{(2)}(\tau) \propto \rho_{11}^{(00)}(\tau)$. Для резонансной флуоресценции $\rho_{11}^{(00)}(\tau)$ определяется решением уравнений для матрицы плотности соответствующей двухуровневой системы, находящейся под действием резонансного излучения. Наиболее простое выражение для $\rho_{11}^{(00)}(\tau)$ получается в предельном случае сильного монохроматического поля, для которого частота Раби $\Omega = |\mathbf{d}_{10}\mathbf{E}|/\hbar$ существенно превосходит скорость распада верхнего уровня γ и частотную расстройку резонанса $\delta = \omega - \omega_{10}$, т. е. $\Omega \gg \gamma, |\delta|$ [22]:

$$g^{(2)}(\tau) \propto \rho_{11}^{(00)}(\tau) \approx \frac{1}{2} \left[1 - \exp\left(-\frac{3\gamma\tau}{4}\right) \cos(\Omega\tau) \right]. \quad (3)$$

Видно, что при $\tau=0$ корреляционная функция $g^{(2)}(0)=0$; следовательно, для флуоресценции одиночного атома характерна так называемая стопроцентная антигруппировка*). Колебательный характер выхода $g^{(2)}(\tau)$ на асимптотическое значение $g^{(2)}(\infty)$ отражает эффект оптической нутации с частотой Раби Ω . Если одновременно флуоресцируют несколько независимых атомов, то глубина минимума $g^{(2)}(\tau)$ при $\tau=0$ уменьшается, и в пределе очень больших ансамблей антигруппировка практически исчезает. «Замазывание» эффекта возможно также и вследствие флуктуации числа атомов, как это имело место, например, в экспериментах с разреженным атомным пучком [27, 28], где для четкого выявления эффекта потребовалось применение специальной триггерной схемы.

Локализация в ловушке небольшого фиксированного числа атомов, а тем более одиночного атома, создает идеальные условия для изучения эффекта антигруппировки. Наиболее полно эти возможности были реализованы в недавних экспериментах Ф. Дидриха и Г. Вальтера [29] (см. также [30]). Они исследовали статистику фотонов излучения резонансной флуоресценции единичных ионов Mg^+ , плененных в радиочастотной ловушке. Флуоресценция возбуждалась лазерным излучением с длиной волны 280 нм, настроенным в резонанс с переходом $3^2\text{S}_{1/2} - 3^2\text{P}_{3/2}$. За счет эффекта отдачи ионы магния охлаждались и удерживались вблизи центра ловушки.

Корреляционная функция интенсивности флуоресценции $g^{(2)}(\tau)$ измерялась с помощью традиционной установки Брауна и Твисса; излучение расщеплялось на два пучка, каждый из которых регистрировался фотомножителем. Время задержки τ по одному из каналов могло принимать как положительные, так и отрицательные значения. Результаты измерений в случае, когда в ловушке находился один ион, приведены на рис. 3. Видно, что при $\tau=0$ корреляционная функция $g^{(2)}(\tau)$ обращается в нуль, что соответствует «стопроцентной» антигруппировке фотонов. При этом увеличение интенсивности лазерного излучения ведет к сужению провала в $g^{(2)}(\tau)$, поскольку в более интенсивном поле сокращается время, необходимое для повторного возбуждения атома. Примечательно также, что выход $g^{(2)}(\tau)$ на асимптотическое значение, равное единице и соответ-

*) Отметим, что в формуле (2) эффект антигруппировки в резонансной флуоресценции не учтен, поскольку сама схема расчетов исключала быстрые процессы на резонансном переходе.

вующее отсутствию антигруппировки, сопровождается осцилляциями, отражающими эффект нутаций Раби. Качественно такое поведение хорошо согласуется с формулой (3).

Измерения, проведенные в случае, когда в ловушке находились два или три иона, обнаруживают соответствующее уменьшение глубины провала в $g^{(2)}(\tau)$. Одновременно сглаживаются и регулярные осцилляции $g^{(2)}(\tau)$, обусловленные колебательным микродвижением ионов в ловушке.

Было установлено также, что флуоресцентное излучение обладает субпуассоновской статистикой. Так называемый параметр Мандела

$$Q = \frac{\sigma^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle}, \quad (4)$$

характеризующий отклонение дисперсии числа фотоотсчетов σ^2 от дисперсии для распределения Пуассона $\langle n \rangle$, оказался равным $-7 \cdot 10^{-5}$. Отрицательное значение Q свидетельствует о субпуассоновском характере статистики фотонов.

Еще более значительное отклонение от пуассоновской статистики фотонов было отмечено в работе [31] для флуоресценции ионов Hg^+ на переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ (длина волны ~ 11 мкм): измеренный параметр Мандела Q оказался равным $-0,24$.

Следует отметить, что непосредственная регистрация излучения флуоресценции на данном переходе представляет значительные трудности. Помимо того, что длина волны лежит в не совсем «удобном» диапазоне, скорость спонтанных переходов с уровня $^2P_{1/2}$ на уровень $^2D_{3/2}$ составляет всего лишь $52 \pm 16 \text{ с}^{-1}$ [32]. А это означает, что при эффективности использованной в работе системы детектирования $5 \cdot 10^{-4}$ сигнал не превысил бы $0,02$ – $0,03$ фотоотсчета в секунду. Поэтому авторами был применен иной подход. Одиночные ионы Hg^+ , локализованные в радиочастотной ловушке, возбуждались лазерным излучением с длиной волны 194 нм и регистрировалось излучение резонансной флуоресценции на переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$. При этом максимальная величина сигнала от одного иона составляла примерно $5 \cdot 10^4$ фотоотсчетов в секунду. Сигналом же испускания фотона с длиной волны 11 мкм считался обрыв резонансной флуоресценции, который почти с достоверностью свидетельствовал о квантовом скачке с уровня $^2P_{1/2}$ на уровень $^2D_{3/2}$; как показал анализ, лишь около 5% случаев выключения флуоресценции были обусловлены квантовыми скачками в другое состояние.

В ходе эксперимента производилась запись чисел фотонов резонансной флуоресценции, регистрируемых в серии последовательных интервалов с длительностью 1 мс . Число интервалов достигало 10^5 . Обработка данных позволила установить субпуассоновский характер статистики фотонов на длине волны 11 мкм , о чем было сказано выше. Кроме того, была построена корреляционная функция $g^{(2)}(\tau)$, четко отражающая эффект антигруппировки фотонов. Как видно из рис. 4, экспериментальные результаты находятся в хорошем количественном согласии с расчетами, основанными на решении уравнений

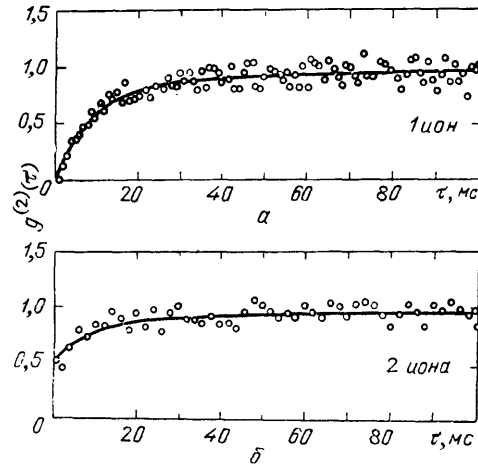


Рис. 4. Корреляционная функция излучения с $\lambda = 11 \text{ мкм}$ ионов Hg^+ . Сплошные линии — теория [31]

для матрицы плотности. Примечательно, что для случая двух ионов в ловушке расчеты проводились в предположении отсутствия корреляций между процессами испускания фотонов этими ионами.

В заключение отметим, что аналогичный подход к исследованию статистики фотонов, испущенных на переходе $^2D_{5/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ в ионах Hg^+ , был успешно применен в работе [19], обсуждавшейся в предыдущем разделе. Основное отличие состоит в том, что в [19] акт испускания фотона на этом переходе регистрировался по восстановлению резонансной флуоресценции.

4. Фазовые переходы в системе холодных ионов. Поведение группы плененных в ловушке ионов зависит от константы кулоновской связи Γ , которая представляет собой отношение энергии кулоновского взаимодействия между соседними ионами к их средней кинетической энергии. Когда Γ вследствие охлаждения ионов становится намного больше единицы, можно ожидать образования регулярной решетки: ионы должны локализоваться в точках, где достигается равновесие кулоновских сил отталкивания и удерживающего поля ловушки.

Само по себе формирование упорядоченных структур в системе захваченных заряженных частиц — явление не новое. Еще в 1959 г. были сфотографированы регулярные решетки заряженных частиц, имевших около 20 мкм в диаметре, и наблюдались процессы плавления и рекристаллизации в этой системе [33]. Эксперименты с ионами имеют, однако, ряд важных преимуществ, и в первую очередь потому, что здесь речь идет об ансамбле частиц с одинаковыми массами и зарядами, хорошо управляемых лазерным излучением.

В 1980 г. было обнаружено, что размер изображения двух ионов Ba^+ в радиочастотной ловушке согласуется с ожидаемым равновесным состоянием [34] (см. также обзор [35]). В дальнейшем возможность наблюдения структурных фазовых переходов была подтверждена в экспериментах с ионами Be^+ , захваченными в ловушке Пеннинга и охлажденными лазерным излучением [36]. Четкое доказательство существования фазовых переходов в системе плененных ионов и детальное их исследование было выполнено в 1987 г. в работах группы Г. Вальтера (Институт квантовой оптики им. Макса Планка, Мюнхен) [37] (см. также [30]) и группы, руководимой Д. Дж. Вайнлендом (Национальное бюро стандартов, США) [38].

Остановимся вначале на результатах работы [37]. В экспериментах изучалось поведение ионов Mg^+ , плененных в радиочастотной ловушке и охлаждаемых лазерным излучением с шириной линии 1 МГц, резонансным переходу $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ (длина волны $\lambda = 280$ нм, естественная ширина линии 43 МГц). Количество ионов варьировалось от 2 до 50. Сигналом традиционно служила резонансная флуоресценция ионов.

Сканированием частоты лазерного излучения в красном крыле линии поглощения были сняты спектры возбуждения при различных значениях радиочастотного потенциала U_0 и отмечены следующие особенности их поведения. В случае, когда напряжение U_0 было велико (~ 560 В), спектр имел значительную ширину, а его максимум был смещен от резонанса в красную сторону. При уменьшении U_0 (в частности, при $U_0 = 460$ и 360 В) спектр возбуждения резко сужался и приобретал структуру, характерную для одиночного охлажденного иона.

Эти результаты были интерпретированы следующим образом. Большая интенсивность радиочастотного поля обеспечивает достаточно сильный нагрев группы ионов, вследствие чего она находится в облакоподобном («газообразном») состоянии. Хаотическое движение ионов в облаке приводит к эффективному уширению спектра из-за эффекта Допплера. Снижение потенциала U_0 сопровождается соответствующим уменьшени-

ем нагрева, и следовательно, за счет лазерного охлаждения достигается более низкая температура ионов, что приводит к резкому возрастанию Γ . Группа ионов при этом переходит в «кристаллическое» состояние, в котором движения ионов коррелированы, а это, в свою очередь, обеспечивает «одноатомный» резкий характер спектра.

Такая интерпретация была подтверждена непосредственным наблюдением ионных структур. С этой целью использовалась высокочувствительная система визуализации флуоресцентного излучения отдельных ионов, снабженная видеокамерой. Было установлено, что появление «одноатомного» спектра у группы ионов действительно связано с образованием упорядоченной решетки ионов. В качестве примера на рис. 5 приведена фотография кристаллической структуры, образованной семью ионами. Ионы располагаются в плоскости, перпендикулярной оси ловушки. Некоторая асимметрия обусловлена асимметрией поля ловушки.

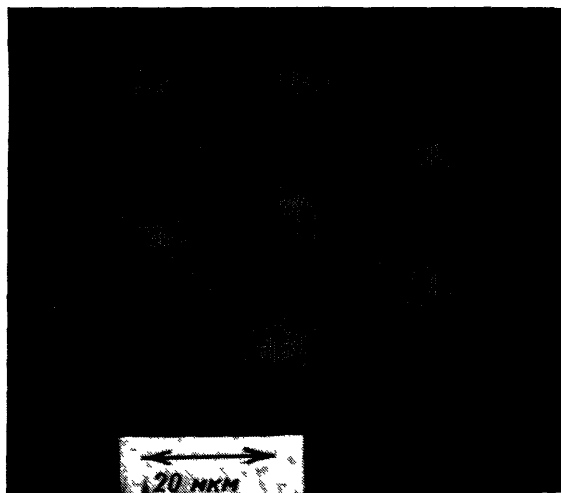


Рис. 5 Кристаллическая структура, образованная семью ионами. Время экспозиции 40 с [29]

Плавное изменение частоты или мощности лазерного излучения, равно как и напряжения радиочастотного поля, позволило наблюдать переходы от «газообразного» (или «жидкого») состояния к кристаллическому и наоборот. Совершались эти переходы весьма быстро, т. е., по крайней мере, за время меньшее, чем интервал между кадрами видеозаписи, равный 0,04 с. Во всех случаях было отмечено гистерезисное поведение, характерное для фазовых переходов. Например, скачки из облакоподобного состояния в кристаллическое всегда возникали при более высоких напряжениях радиочастотного поля, чем в обратном направлении. В качестве примера на рис. 6 приведена петля гистерезиса, получающаяся плавным изменением мощности лазера при фиксированных значениях низкочастотной отстройки от резонанса и напряжения радиочастотного поля. Величина отстройки была выбрана такой, что кристаллическому состоянию соответствовала меньшая скорость фотоотсчетов.

В работе [38] эксперименты проводились с группами ионов Hg^+ , охлажденных лазерным излучением до температуры ниже 8 мК, что соответствовало параметру $\Gamma \approx 500$. Были сфотографированы кристаллические решетки в виде колец и линейных конфигураций. Авторы назвали эти структуры псевдомолекулами. Расстояния между ионами были порядка нескольких микрон, что намного превышает расстояния между атомами в обычных молекулах. Наблюдавшиеся конфигурации согласуются с теми, которые согласно расчетам должны минимизировать потенциальную энергию ионов для использованной геометрии удерживающего поля [39]. Хорошее согласие с расчетами получено также для частоты колебаний ионов в псевдомолекуле, состоящей из двух ионов Hg^+ . Эта частота находилась по измерению боковых полос, которые отражают доплеровский сдвиг линии поглощения, вызванный движением ионов.

Эксперименты по фазовым переходам в системе плененных ионов стимулировали теоретические исследования, направленные на выяснение природы этих переходов [35, 40, 41]. Так, в [40] результаты экспериментов Г. Вальтера с сотрудниками анализируются в терминах переходов от порядка к хаосу. Для моделирования движения ионов в радиочастотной ловушке был использован также метод молекулярной динамики [41]. Авторы смогли, в частности, получить из расчетов спектры возбуждения и скачки в них, воспроизвести петли гистерезиса и предсказать значения параметров, при которых возникает переход от «облака» к кристаллу.

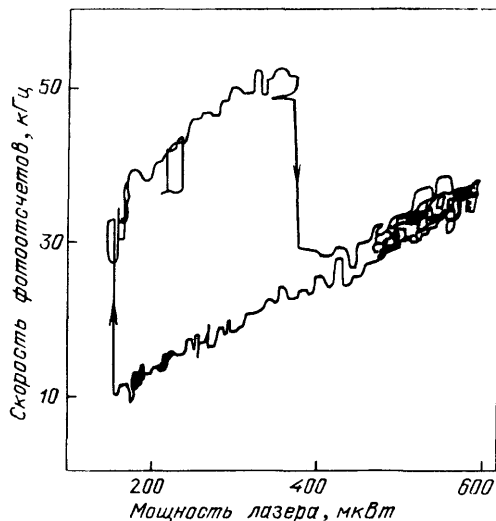


Рис. 6. Наблюдение фазовых переходов при изменении скорости лазерного охлаждения. Кристаллическому состоянию соответствует меньшая скорость фотоотсчетов [29]

Интересные результаты получены с помощью ловушки Пеннинга, которая позволяет накапливать большие количества ионов: от сотен до нескольких тысяч. Моделирование поведения ионов в этом случае показало, что в ловушке Пеннинга должны образовываться структуры, состоящие из сфероидальных оболочек [39]. При этом ионы свободно дрейфуют по поверхности этих оболочек, но не между ними. Такая картина, как отмечают авторы [39], напоминает поведение смектических жидких кристаллов.

Предсказанная оболочечная структура была наблюде-на в экспериментах с облаками ионов Be^+ в ловушке Пеннинга [42]. В этой работе помимо двух охлаждающих ла-

зерных пучков использовался пробный пучок излучения. Каждый из пучков индуцировал флуоресценцию ионов и позволял видеть отдельные секции формирующихся оболочек. В зависимости от числа накопленных ионов формировались структуры, содержащие от одной до шестнадцати оболочек. В последнем случае число ионов достигало 15000. Количество оболочек полностью соответствовало предсказаниям теории, однако форма их была цилиндрической, а не сфероидальной.

Манипуляции с пробным лазерным пучком позволили авторам проследить за движением отдельных ионов. Было обнаружено, что ионы в пределах «своей» оболочки диффундировали на расстояния более 100 мкм за 0,1 с, в то время как для перехода между соседними оболочками им требовалось несколько секунд.

5. Заключение. Рассмотренные в данном образе работы достаточно полно иллюстрируют те широкие возможности, которые предоставляет исследователям использование локализованных в электромагнитных ловушках ионов, охлажденных лазерным излучением. Следует подчеркнуть, однако, что значение полученных результатов далеко выходит за демонстрационные рамки. Так, эксперименты с одиночными ионами фактически впервые позволили проследить временную эволюцию внутреннего состояния атомов. Они показали, что эволюция квантовой системы, обладающей несколькими состояниями внутреннего движения, при взаимодействии с непрерывным возбуждающим излучением характеризуется случайной последовательностью квантовых скачков. Этот вывод, по существу, касается основных представлений квантовой механики [18].

Надо сказать, что появившаяся возможность проводить повторные эксперименты с одиночными атомами стимулировала постановку новых задач в теории взаимодействия атомов с электромагнитным излучением (см., например, [9—14, 43—47])

Важное значение имеют и эксперименты с «коллективами» холодных ионов. Хорошо управляемые процессы «кристаллизации» и «плавления» дают возможность более глубокого проникновения в физику фазовых переходов в системах с конечным регулируемым числом одинаковых частиц. Резкое сужение спектров при переходе ансамбля холодных ионов в кристаллическое состояние позволяет надеяться на использование таких «кристаллов» в сверхточных оптических стандартах частоты [30].

Ввиду краткости данного обзора вне рассмотрения остался целый ряд работ, связанных со спектроскопическими приложениями [21, 32, 48, 49], исследованием оптической бистабильности в одиночных атомах [50], с проблемой оптических стандартов частоты и т. д. Здесь также имеются серьезные достижения и интересные перспективные проекты.

Ближайшие годы, несомненно, принесут новые яркие результаты в этой быстро развивающейся области исследований. Плененные атомные частицы, по существу, только начали действовать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Тошек П Е //УФН 1989 Т 158. С 451 (в данном номере)
- 2 Балыкин В И, Летохов В С, Миногин В Г //УФН 1985. Т 147. С 117
- 3 Миногин В Г, Летохов В С Давление лазерного излучения на атомы — М Наука, 1986
- 4 Bohr N //Phil Mag 1913 V 26 P 476
- 5 Dehmelt H G //Bull Am Phys Soc 1975 V 20 P 60
- 6 Dehmelt H G //IEEE Trans Instrum and Meas 1982 V IM 31 P 83
- 7 Dehmelt H G //Laser Spectroscopy V — New York a o Springer Verlag, 1981 — P 353
- 8 Arecchi F T, Schenzle A, De Voe R G, Jungmann K, Brewer R G //Phys Rev Ser A 1986 V 33 P 2124
- 9 Cook R J, Kimble H J //Phys Rev Lett 1985 V 54 P 1023
- 10 Javanainen J //Phys Rev Ser A 1986 V 33 P 2121
- [11] Schenzle A, De Voe R G, Brewer R G //Ibidem P 2127
- 12 Pegg D T, Loudon R, Knight P L //Ibidem P 4085
- 13 Cohen Tannoudji C, Dalibard J //Europhys Lett 1986 V 1 P 441
- 14 Kimble H J, Cook R J, Wells A L //Phys Rev Ser A 1986 V 34 P 3190
- 15 Nagourney W, Sandberg J, Dehmelt H G //Phys Rev Lett 1986 V 56 P 2727
- 16 Sauter Th, Blatt R, Neuhauser W, Toschek P //Ibidem V 57 P 1696
- Commun 1986 V 60 P 287
- 17 Sauter Th, Blatt R, Neuhauser W, Toschek P E //Opt Commun 1986 V 60 P 287
- 18 Toschek P E //Physica Scripta Ser T 1988 V 23 P 170
- 19 Bergquist J C, Hulet R G, Itano W M, Wineland D J //Phys Rev Lett 1986 V 57 P 1699
- 20 Lewenstein M, Javanainen J //Ibidem 1987 V 59 P 1289
- [21] Bergquist J C, Itano W M, Wineland D J //Phys Rev Ser A 1987 V 36 P 428
- 22 Смирнов Д Р, Трошин А С //УФН 1987 Т 153 С 233
- 23 Клышко Д Н Физические основы квантовой электроники — М Наука, 1986
- 24 Carmichael H J, Walls D F //J Phys B 1976. V 9 P 1199, 143
- 25 Kimble H J, Mandel L //Phys Rev Ser A 1976 V 13 P 2123
- 26 Смирнов Д Ф, Трошин А С //ЖЭТФ 1977 Т 72 С 2055
- 27 Kimble H J, Dagenais M, Mandel L //Phys Rev Lett 1977 V 39 P 691
- 28 Short R, Mandel L //Ibidem 1983 V 51 P 387
- 29 Diedrich F, Walther H //Ibidem 1987 V 58 P 203
- 30 Diedrich F, Krause J, Rempe G, Scully M O, Walther H //Physica. Ser B 1988 V 151 P 247
- [31] Itano W M, Bergquist J C, Wineland D J //Phys Rev Ser A 1988 V 38 P 559

- 32 Itano W M, Bergquist J C, Hulet R G, Wineland D J//Phys Rev Lett 1987 V 59 P 2732
- 33 Wuerker R F, Shelton H, Langmuir R V//J App Phys 1959 V 30. P 342
- 34 Neuhauser W, Hohenstatt M, Toschek P E, Dehmelt H G//Phys. Rev Ser A 1980 V 22 P 1137
- 35 Levi B G//Physics Today 1988 V 21 P 17
- 36 Bollinger J J, Wineland D J//Phys Rev Lett 1984 V 53 P 348
- 37 Diedrich F, Peik E, Chen J M, Quint W, Walther H//Ibidem. 1987. V 59 P 2931
- 38 Wineland D J, Bergquist J C, Itano W M, Bollinger J J Hanne C H//Ibidem P 2935
- 39 Dublin D H E, O'Neil T M//Ibidem 1988 V 60 P 511
- 40 Hoffnagle J, DeVoe R G, Reyna L, Brewer R G//Ibidem V 61 P 255
- [41] Blumel R, Chen J M, Peik E, Quint W, Schleich W, Shen Y R, Walther H//Nature 1988 V 334 P 309
- 42 Gilbert S L, Bollinger J J, Wineland D J//Phys Rev Lett 1988 V 60 P 2022
- 43 Zoller P, Marte M, Walls D F//Phys Rev Ser A 1987 V 35 P 198
- 44 Nienhuis G//Ibidem P 4639
- 45 Kim M S, Knight P L//Ibidem V 36 P 5265
- 46 Pegg D T, Knight P L//Ibidem 1988 V 37 P 4303
- 47 Pegg D T, Knight P L//J Phys Ser D Appl Phys 1988 V 21 P S128
- 48 Wineland D J, Itano W M, Bergquist J C, Hulet R G//Phys Rev Ser A 1987 V 36 P 2758
- 49 Dehmelt H, Nagourney W//Proc Natl Acad Sci USA 1988 V 85 P 7426
- 50 Savage C M, Carmichael H J//IEEE Quantum Electron 1988 V. QE-24. P 1495