

ПРИРОДА

№ 3, 2003 г.

В.В.Кулагин, В.Н.Руденко

Квантовые невозмущающие измерения в физике

© “Природа”

Использование и распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции



Сетевая образовательная библиотека “VIVOS VOCO!”

vivovoco.nns.ru
vivovoco.rsl.ru
vivovoco.usu.ru
www.ibmh.msk.su/vivovoco

Квантовые невозмущающие измерения в физике

Лекторий

*к а н д и д а т
физико-математических наук,
старший научный сотрудник отдела гравитационных измерений Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга. Область научных интересов — поиск гравитационных волн внеземного происхождения, оптимальные квантовые невозмущающие измерения.*



В.В.Кулагин, В.Н.Руденко



Валентин Николаевич Руденко,
доктор физико-математических наук, заведующий отделом
Виктор Владимирович Кулагин,

лом того же института, профессор кафедры астрофизики и звездной астрономии физического факультета Московского государственного университета им.М.В.Ломоносова. Область научных интересов — астрофизика, радиофизика, прецизионные радиофизические и оптические измерения.

В последние годы квантовое поведение микроскопических и макроскопических объектов все больше интересует ученых. Вопросы возникают и при практическом использовании квантовых состояний объектов, например, для телепортации или в квантовых компьютерах [1]. Остаются пока не решенными и фундаментальные проблемы, такие как создание законченной теории квантовых измерений, проблема декогерентизации (разрушения) квантовых состояний, квантовое описание развития Вселенной, проблема «скрытой массы» в астрофизике и т.д.

Принципиальным моментом при исследовании квантового поведения любых объектов является сама возможность измерения каких-либо их параметров. Причем такие измерения желательно проводить неоднократно; тогда по результатам измерений можно судить об изменении состояния системы. Строго говоря, измерение всегда предполагает какое-то воздействие на систему, о которой мы хотим получить информацию. В классическом мире, окружающем нас, такое «вмешательство» чаще всего оказывается крайне незначительным. Например, измеряя линейкой длину какого-то предмета, мы не изменяем его свойств. Однако и в обычной практике нетрудно найти примеры измерений, когда вмешательство в систему уже может быть заметным. Если мы хотим определить силу тока, то должны включить амперметр в разрыв цепи, таким образом изменяя ее. Если внутреннее сопротивление амперметра не равно нулю (как у любого реального прибора), ток в цепи изменится, и результат нашего измерения уже будет отличаться от значения тока в исходной цепи. Но в классическом мире всегда остается возможность учесть все возмущения, вносимые измерительным прибором. В квантовом мире мы сталкиваемся с тем, что такие возмущения уже нельзя учесть однозначно, можно только говорить о некоторой вероятности получения определенного результата. Итак, именно при проведении измерений квантовая механика накладывает одно из самых жестких ограничений на нашу способность узнать что-либо о квантовом объекте.

Измеряя — изменяем

Пусть, например, мы хотим определить внешнюю силу, действующую на некоторую частицу. Для этого нам надо неоднократно измерить координату этой частицы, а потом с помощью математической обработки результатов измерений восстановить значение силы. В классической физике координату в принципе можно измерять сколь угодно точно, причем произвольное количество раз, на состоянии объекта такие измерения не сказываются. В квантовой механике ситуация несколько другая. Одним из постулатов квантовой механики — принципом неопределенности Гейзенберга — запрещается одновременное точное измерение некоммутирующих переменных, в нашем случае координаты и импульса частицы: $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$, где Δx и Δp

—неопределенности (ошибки) при измерении координаты и импульса, а \hbar — постоянная Планка. Это означает, что при первом измерении координаты импульс частицы приобретет неконтролируемое возмущение Δp тем большее, чем выше точность первого измерения

координаты, и во время следующего измерения координаты через время t ее значение будет содержать часть $\Delta x = \Delta p \cdot t/m$ (m — масса частицы), связан-

ную не с действующей силой, а с возмущением импульса во время первого измерения. Если затем набор таких данных обработать, то найденная внешняя сила будет не соответствовать истинной силе, действующей на частицу.

Аналогичным образом соотношение неопределенности накладывает ограничения на предельную точность при измерениях других переменных, определяющих состояние квантовых объектов. Необходимо еще раз подчеркнуть, что однократное измерение произвольных переменных в принципе может быть произведено сколь угодно точно, здесь запретов со стороны квантовой механики нет; проблемы возникают только при проведении серии последовательных измерений или при непрерывных измерениях.

В начале 1970-х годов была выдвинута концепция так называемых *квантовых невозмущающих измерений* [2], смысл которой заключался в выборе переменных, «не страдающих» от неконтролируемого возмущения сопряженной переменной при измерениях. Например, такими «хорошими» переменными оказываются интегралы движения — величины, сохраняющиеся в процессе эволюции системы. Пусть измеряется

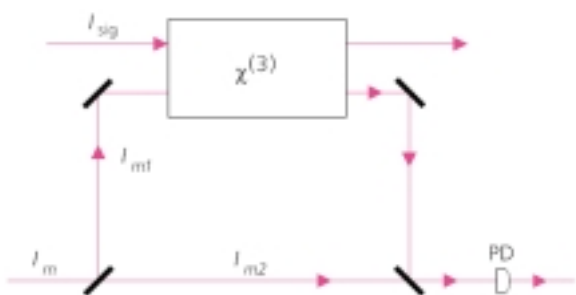


Рис.1. Схема оптического невозмущающего измерения интенсивности пучка. Сигнальный пучок вызывает в нелинейной $\chi^{(3)}$ -среде изменение показателя преломления, зависящее от его интенсивности I_{sig} . Измерительный пучок I_m делится

на две части на полупрозрачном зеркале. Часть измерительного пучка I_{m1} также проходит через нелинейную среду и приобретает сдвиг фазы, пропорциональный I_{sig} , а другая часть I_{m2} — нет. Обе части измерительного пучка интерферируют на поверхности фотодетектора PD, который и регистрирует сдвиг фазы по интерференционной

импульс p свободной частицы, который для нее есть интеграл движения. Тогда в соответствии с соотношением неопределенности координата частицы получает неконтролируемое возмущение. Но при следующем измерении это не приводит к увеличению ошибки измерения импульса, просто теперь частица имеет неопределенное положение. Однако, если наша измерительная система построена так, что она нечувствительна к вариациям координаты, т.е. допускает такие перемещения, импульс будет опять измерен с первоначальной точностью. И этот процесс можно продолжать сколь угодно долго. Следовательно, с точки зрения теории квантовых невозмущающих измерений для свободной частицы координата — «плохая» переменная, а импульс — «хорошая».

Для замкнутой системы интегралом движения является также ее полная энергия. В случае электромагнитного поля, ограниченного резонатором (заключенного в полость с проводящими стенками), энергия пропорциональна числу квантов поля в резонаторе, поэтому квантовая механика в принципе позволяет произвольное количество раз точно сосчитать, сколько квантов там содержится. Принцип построения системы невозмущающего измерения числа квантов был впервые выдвинут авторами [3], где для этой цели предлагалось использовать нелинейное взаимодействие электромагнитного поля резонатора с измерителем. Таким измерителем может быть устройство, определяющее координату подвижной стенки резонатора; нелинейность возникает из-за квадратичной зависимости силы давления света от амплитуды поля. Выходной сигнал измерителя оказывается пропорционален квадрату амплитуды поля внутри резонатора, т.е. энергии этого поля (числу квантов).

Таким образом, один из основных моментов в теории квантовых невозмущающих измерений — выбор величины, подлежащей определению. Выбирая переменную в соответствии с рекомендациями теории, можно в принципе осуществить сколь угодно точное ее измерение, ограниченное лишь техническими возможностями экспериментатора. Число квантов, повторим, и есть такая «хорошая» переменная.

Как сосчитать фотоны и сохранить их

Пусть поставлена задача измерить число квантов, не поглощая их. Если использовать обычный счет с помощью фотодетектора, то после такого измерения все кванты окажутся уничтоженными (поглощенными), и для следующего измерения они перестанут существовать. Необходимо *невозмущающее* определение числа квантов, что означает их сохранение в процессе измерений: к следующему циклу остается ровно столько же квантов, сколько было во время предыдущего.

В оптике идеи невозмущающих измерений известны сравнительно давно, но первые экспериментальные результаты в этом направлении получены недав-

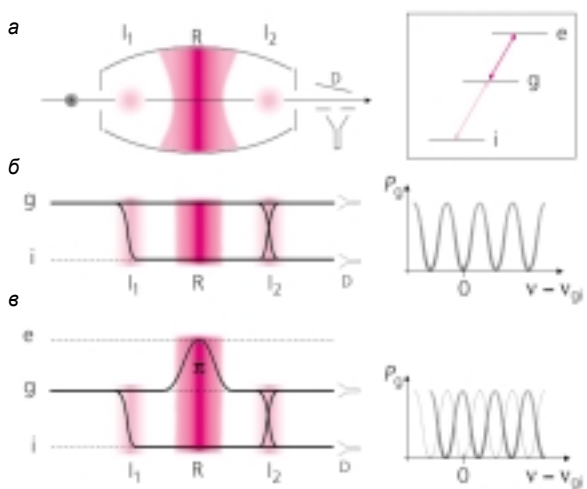


Рис.2. Принципиальная схема эксперимента по невозмущающей регистрации одиночного фотона: а — атомы по одному пересекают область R с измеряемым полем, резонансным переходом $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$. I_1 и I_2 — области атомного «делителя» и «смесителя» интерферометра Рамси; в этих областях на атомы действует классическое поле, квазирезонансное с переходом $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$, которое формирует требуемое состояние пучка. D — ионизационный детектор для определения состояния атомов, выходящих из установки; б — изменение состояния атома при взаимодействии с полем в R, не содержащим фотонов: справа показана зависимость вероятности нахождения атома в основном состоянии $|g\rangle$ от смещения частоты $\nu - \nu_{g0}$; в — то же, что и б, но поле в R содержит один фотон. Отметим, что фаза синусоиды на графике справа (непрерывная линия) изменилась на π .

но [4]. В настоящее время активно изучается принципиальная возможность считывать информацию, закодированную в оптическом пучке, без разрушения самого пучка (носителя информации). Обычно при измерении невозмущающим образом интенсивности какого-либо пучка, назовем его для определенности сигнальным, используется вспомогательный пучок (пусть он будет измерительным), причем интенсивность измерительного пучка значительно меньше интенсивности сигнального (рис.1). В общем случае пучки могут иметь разную частоту и поляризацию, так что между ними не будет никакой интерференции. Два пучка направляются одновременно в нелинейную оптическую среду, показатель преломления которой зависит от интенсивности поля, в первом приближении — сигнального. Такими свойствами обладают так называемые керровские среды с $\chi^{(3)}$ -нелинейностью, например

кристаллы LiNbO_3 , KH_2PO_4 , BaTiO_3 , полупроводниковые кристаллы GaAs и многие другие. Сдвиг фазы измерительного пучка оказывается прямо пропорцио-

нальным интенсивности сигнального пучка, остается только этот сдвиг фазы зарегистрировать (измерительный пучок можно и уничтожить — поглотить, ведь это просто вспомогательный элемент системы измерения). Фазу измерительного пучка проще всего зарегистрировать с помощью метода оптической интерферометрии. Предварительно измерительный пучок делится на две части, потом одна из частей взаимодействует с сигнальным пучком в нелинейной среде и приобретает сдвиг фазы, а затем две части измерительного пучка интерферируют на поверхности фотодетектора, который регистрирует результирующую интенсивность. Выходной сигнал фотодетектора оказывается пропорциональным сдвигу фазы части измерительного пучка, зависящему от интенсивности сигнального пучка. А сама интенсивность сигнального пучка на выходе идеальной нелинейной среды сохраняется той же, что и на входе, т.е. производится ее невозмущающее измерение.

Такая схема хорошо работает, когда интенсивность сигнального пучка довольно большая (пучок содержит большое число квантов). Но если требуется определять наличие всего нескольких фотонов, в частном случае одного, эта схема оказывается малоприменимой. Под действием одного фотона показатель преломления нелинейной среды изменяется чрезвычайно мало, и измерительный пучок не сможет зарегистрировать это изменение, да и влиянием на среду измерительного пучка уже нельзя будет пренебречь.

Переходим к микроволнам

Еще сложнее ситуация для микроволнового диапазона — из-за трудностей принципиального и технологического характера. В отличие от оптического диапазона, где хорошо разработана технология счета фотонов при помощи фотодетектора, в СВЧ диапазоне до появления технологии ридберговских атомов отсутствовали даже поглощающие методы регистрации единичных квантов.

В схеме невозмущающей регистрации одного фотона микроволнового (СВЧ) диапазона [5, 6] вместо измерительного пучка света используется измерительный пучок, состоящий из ридберговских атомов. Эти атомы замечательны тем, что содержат на внешней оболочке один электрон (в этом смысле они подобны водороду), которым относительно легко манипулировать с помощью внешнего электромагнитного поля. Атомы переводятся в сильно возбужденное состояние (получаются так называемые ридберговские атомы [7]), когда главное квантовое число $n \sim 50$. В таком состоянии электрон находится далеко от атомного ядра, поэтому, во-первых, внешние поля действуют на него значительно заметнее, чем в случае невозбужденного атома, а, во-вторых, переходы между удаленными уровнями лежат в микроволновом диапазоне (переходы между слабо возбужденными уровнями обычно соответствуют оптическому или еще более коротковолновому излучению). Измеряемое СВЧ поле ограниче-

но резонатором, через который пролетают один за другим атомы рубидия. Если они нерезонансно взаимодействуют с полем (частота поля не совпадает с частотой перехода между уровнями атомов), изменение фазы волновой функции атомов оказывается чрезвычайно малым, поэтому в чистом виде реализовать невозмущающее измерение числа фотонов в резонаторе [8] пока не удалось. В то же время, если использовать резонансное взаимодействие пучка атомов и поля в резонаторе, а параметры этого взаимодействия (в частности, длительность) подобрать так, чтобы оно носило полностью обратимый характер, можно будет экспериментально обнаружить один фотон без его окончательного поглощения.

Известно, что в электромагнитном поле «двухуровневый» атом попеременно занимает одно из двух состояний, соответствующих нижнему и верхнему уровням, если частота внешнего поля отвечает расстоянию между уровнями (резонансный режим). Вероятность обнаружить атом в каждом из них меняется по гармоническому закону, а частота осцилляций ω_R (ча-

стота Раби) пропорциональна амплитуде поля. Невозбужденный атом в основном состоянии $|g\rangle$, помещен-

ный в поле, через время $\tau = \pi/\omega_R$ с вероятностью единица окажется в возбужденном состоянии $|e\rangle$, а через

$t = 2\pi/\omega_R$ вернется в исходное энергетическое состояние (там же атом будет и во все другие моменты времени, определяемые соотношением $\omega_R t = 2k\pi$, где k — целое число). В промежутках меж-

ду этими моментами существует отличная от нуля вероятность обнаружить атом как в одном, так и в другом состоянии. Фактически атом периодически поглощает и излучает фотоны, причем эта периодичность

определяется амплитудой поля (частотой Раби). Если атом первоначально находился в возбужденном состоянии $|e\rangle$, то при взаимодействии с полем он переходит из него в основное состояние и обратно.

Сказанное выше можно подкрепить строгим квантовомеханическим расчетом, который для эволюции волновой функции пучка атомов с начальным состоянием $|\psi(0)\rangle = a_g|g\rangle + a_e|e\rangle$ в электромагнитном поле

дает следующее выражение [9]:

$$|\psi(\tau)\rangle = (a_g \cos(\omega_R \tau/2) + a_e \sin(\omega_R \tau/2)) \cdot |g\rangle + (a_e \cos(\omega_R \tau/2) - a_g \sin(\omega_R \tau/2)) \cdot |e\rangle. \quad (1)$$

Коэффициенты a_e и a_g должны удовлетворять обычно условию нормировки $a_e^2 + a_g^2 = 1$, которое гарантирует, что сумма вероятностей нахождения атома во всех состояниях (в данном случае $|g\rangle$ и $|e\rangle$) не превышает единицу.

Пусть теперь нас интересует взаимодействие поля в резонаторе R, содержащем максимум один фотон, с атомом (рис.2). Состояние поля будем описывать символом $|0\rangle$ при отсутствии фотона и символом $|1\rangle$

при наличии одного фотона. Пусть атом влетает в область поля R в резонаторе в состоянии $|g\rangle$. Если поле

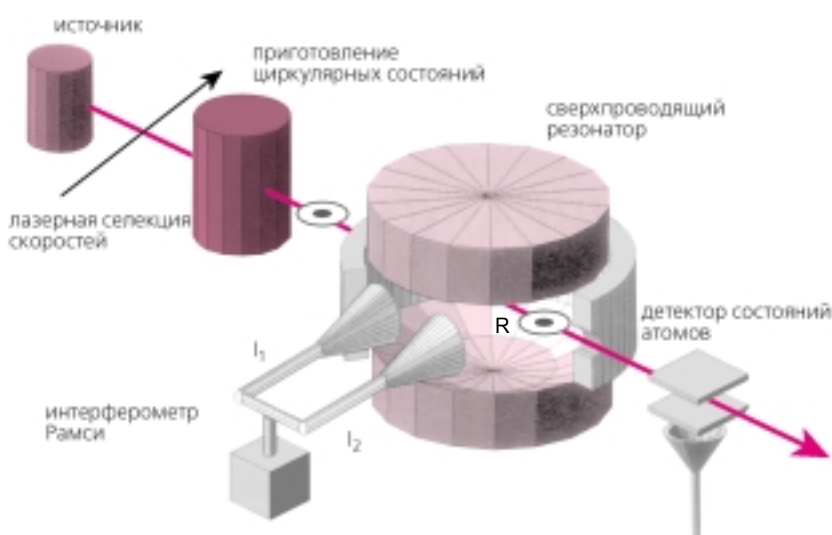
содержит один фотон в начальный момент времени, то в процессе эволюции система претерпевает обратимые осцилляции Раби с угловой частотой ω_{R0} между

состояниями $|g,1\rangle$ (когда атом находится в основном

состоянии и фотон не поглощен) и $|e,0\rangle$ (когда атом

находится в возбужденном состоянии, а фотон поглощен). Говорят, что в произвольный момент времени τ

Рис.3. Схематическое изображение установки для неоднократной невозмущающей регистрации фотона. Поле располагается вблизи оси сверхпроводящего резонатора (область R). Поля областей I_1 и I_2 интерферометра Рамси излучаются из рупоров внутрь резонатора через отверстия на боковой поверхности (на рисунке не показаны). Кольцо вокруг боковой поверхности резонатора изображено с разрывом для наглядности.



система находится в когерентной суперпозиции состояний $|g,1\rangle$ и $|e,0\rangle$. Здесь уже ω_{R0} — частота осцилля-

ций Раби в случае всего одного фотона в резонаторе; она определяется коэффициентом связи атома с полем в резонаторе.

Предположим теперь, что время взаимодействия τ

поля и атома выбрано таким образом, что выполняется соотношение (так называемый 2π -импульс Раби) $\tau = 2\pi/\omega_{R0}$. Это условие легко вы-

полнить, выбирая нужную скорость пролета атома через область поля R. Тогда в момент вылета атом находится в невозбужденном состоянии, а фотон по-прежнему остается в резонаторе (поле находится в состоянии $|1\rangle$) — атом сначала поглотил фотон, а потом из-

лучил его перед выходом из резонатора. Однако, хотя атом и возвращается в исходное энергетическое состояние, квантовомеханический расчет показывает, что его волновая функция стала другой — ее фаза изменилась на π : в начальный момент волновая функ-

ция системы была $|g,1\rangle$, а в конце взаимодействия

стала $-|g,1\rangle = \exp(i\pi)|g,1\rangle$ (в выражении (1) надо час-

тоту ω_R заменить на ω_{R0} , состояния $|g\rangle$ и $|e\rangle$ — на $|g,1\rangle$

и $|e,0\rangle$, а также подставить значения $a_e = 0$, $a_g = 1$ и

$\tau = 2\pi/\omega_{R0}$). Если же фотона не было в резонаторе R,

волновая функция системы $|g,0\rangle$ остается без измене-

ний (атому нечего поглощать в резонаторе, и осцилляций Раби не происходит, $\omega_R = 0$). Таким образом,

при наличии фотона в резонаторе волновая функция атома, пролетающего через область поля R, изменяет знак, нужно только это изменение зафиксировать.

Ловим сдвиг по фазе

Для измерения этого фазового сдвига используется атомный интерферометр Рамси, преобразующий сдвиг фазы волновой функции атома в изменение энергетического состояния последнего, которое можно зарегистрировать ионизационным детектором. Ионизационный детектор позволяет определить, в каком энергетическом состоянии находится атом. Работа интерферометра Рамси в определенном смысле аналогична работе обычного оптического, например интерферометра Маха—Цандера, с тем различием, что там пучки разделяются в пространстве, здесь же атомы разделяются по состояниям, а в пространстве проходят один и тот же путь. В интерферометре Рамси входной пучок атомов разбивается атомным «делите-

лем» в области I_1 на два пучка в разных состояниях — измерительный $|g\rangle$ и опорный $|i\rangle$, потом измеритель-

ный пучок взаимодействует с полем в резонаторе R, а опорный — нет, а затем два пучка смешиваются на атомном «смесителе» в области I_2 (см. рис.2, 3). В результате на выходе состояние атомов зависит от фазы волновой функции измерительного пучка, т.е. разность фаз преобразуется в энергию атома, которая и измеряется ионизационным детектором. Налицо аналогия с интерферометром Маха—Цандера, где разность фаз оптических полей преобразуется в интенсивность, измеряемую фотодетектором.

Рассмотрим более подробно превращения волновой функции атомов на пути от источника до детектора состояний (рис.3). Деление и смешение атомных пучков в интерферометре Рамси происходит в областях I_1 и I_2 , в которых пучок атомов взаимодействует со слабым электромагнитным полем определенной частоты классическим образом. Рассмотрим сначала работу «делителя» I_1 . Входной пучок атомов в состоянии $|g\rangle$ попадает в зону I_1 (см. рис.2), где присутствует

классическое поле частоты ν , практически резонанс-

ной с переходом $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$. Волновая функция атома

в таком поле будет эволюционировать согласно уравнению (1) с учетом того, что вместо состояния $|e\rangle$ те-

перь есть состояние $|i\rangle$. Пусть $\omega_R\tau/2$ выбрано так, что

$\cos(\omega_R\tau/2) = \sin(\omega_R\tau/2) = 1/\sqrt{2}$. Тогда на выходе зоны I_1

состояние пучка описывается волновой функцией $|\psi_1\rangle$

$= 1/\sqrt{2} \cdot (|i\rangle + |g\rangle)$ (знак + возник из-за того, что теперь

$|g\rangle$ — верхнее состояние, а $|i\rangle$ — нижнее, см. рис.2).

Пучок атомов в таком состоянии проходит далее через область резонатора R. Опорное состояние $|i\rangle$ (см. рис.2) выбрано так, что поле в R нерезонансно

по отношению к переходу $|i\rangle \rightarrow |g\rangle$, поэтому атомы

в состоянии $|i\rangle$ пролетают резонатор, не взаимодейст-

вывая с полем, а атомы в состоянии $|g\rangle$ испытывают вза-

имодействие, описанное выше. В результате на выходе резонатора волновая функция пучка будет $|\psi_R\rangle =$

$1/\sqrt{2} \cdot (\lambda|g\rangle + |i\rangle)$, где множитель $\lambda = 1$, если в резонато-

ре нет фотонов, и $\lambda = -1$, если там находится один

фотон.

Смешение происходит в области I_2 , где пучок атомов опять взаимодействует с классическим полем, причем,

как и прежде, $\cos(\omega_R \tau/2) = \sin(\omega_R \tau/2) = 1/\sqrt{2}$. Эволюцию волновой функции атомов в результа-

те этого взаимодействия опять можно описать уравнением (1) (с соответствующей заменой состояний), и на выходе системы имеем

$$|\psi_2\rangle = 1/2 \cdot [(\lambda+1)|i\rangle + (\lambda-1)|g\rangle]. \quad (2)$$

Таким образом, если в резонаторе нет фотона ($\lambda = 1$), из системы выходят атомы только в состоянии $|i\rangle$,

если же фотон присутствует, состояние выходящих атомов будет $|g\rangle$. Остается зарегистрировать состоя-

ние выходящих атомов селективным ионизационным детектором и определить, есть ли фотон в области поля R или нет. При этом каждое измерение оставляет то состояние поля в резонаторе, какое было первоначально (если фотон был в резонаторе, он там и остается, если фотона не было, после измерения резонатор также не содержит фотона).

Обычно в прецизионных физических экспериментах (если они не преследуют метрологических целей) принято регистрировать не какое-то число, а изменение некоторой величины при варьировании каких-либо параметров системы. Такой метод существенно уменьшает вероятность ошибки и позволяет в значительной степени уйти от влияния побочных эффектов и снизить погрешности аппаратуры. В описываемой схеме также может быть применен этот подход. Состояние атомов на выходе из системы зависит от того, насколько сильно частота классического поля ν в области «делителя»

и «смесителя» интерферометра Рамси отличается от частоты ν_{gi} атомного перехода $|g\rangle \rightarrow |i\rangle$. При смещении

частоты ν от резонансного значения ν_{gi} вероятность

нахождения выходящих из системы атомов в определенном состоянии ($|g\rangle$ или $|i\rangle$) осциллирует между 0

и 1 — появляются биения Рамси, аналогичные изменению интенсивности на выходе оптического интерферометра Маха—Цандера, по сути — интерференционная картинка. Этот эффект используется для точного определения состояния выходящих атомов. Пусть, например, регистрируется количество N_g выходящих атомов в основном состоянии. Тогда, если в резонаторе нет фотона, изменение N_g со временем будет соответствовать кривой б на рис.2 (заметим, что $N_g(\nu_{gi}) = 0$). Если

же в резонаторе фотон присутствует, кривая зависимости N_g от ν будет иметь вид кривой в на рис.2 (здесь

при резонансе $N_g(\nu_{gi}) = 1$). Регистрируя таким образом

зависимость N_g от ν и зная частоту резонанса ν_{gi} , мож-

но сделать вывод, есть фотон в резонаторе R или нет.

От теории к практике

Чтобы дать представление о чрезвычайно сложной и кропотливой работе по реализации эксперимента, демонстрирующего возможность невозмущающих измерений в физике, и в частности невозмущающего измерения числа фотонов в резонаторе, опишем кратко экспериментальную установку, которая использовалась в работе [5].

Для проведения эксперимента применялся пучок рубидиевых атомов, получаемых за счет теплового испарения рубидия. Из всего пучка методом лазерной селекции [10] выбирались только атомы, имеющие строго определенную скорость — 503 ± 2.5 м/с, что необходимо для точного задания времени взаимодействия атомов с полем. Потом атомы взаимодействовали с лазерным полем (частота лазерного излучения зависит от того, какой атом переводится в ридберговское состояние, и для рубидия может принадлежать к ближайшему инфракрасному диапазону), а затем — с радиочастотным полем (несколько раз) в присутствии медленно меняющегося электростатического поля, смещающего за счет эффекта Штарка уровни энергии атома. С помощью такой методики атомы переводились в сильно возбужденное водородоподобное ридберговское состояние с главным квантовым числом 50 (состояние $|g\rangle$), 49 (состояние $|i\rangle$) или 51 (состояние

$|e\rangle$). Ридберговские состояния характеризуются очень

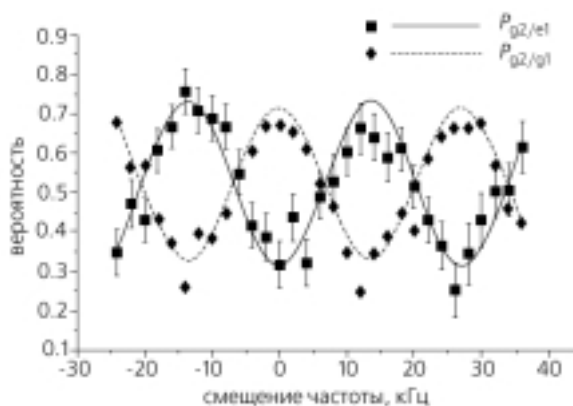


Рис.4. Результаты эксперимента первого типа — инжекция фотона в резонатор с последующей невозмущающей его регистрацией. Изображены частотные зависимости условной вероятности регистрации второго атома в состоянии $|g\rangle$, если первый был зарегистрирован в состоянии $|e\rangle$ (и фотона в резонаторе не осталось) — $P_{g2/e1}$ или $|g\rangle$ (и фотон инжектирован в резонатор) — $P_{g2/g1}$. Теоретические кривые проведены с учетом погрешностей аппаратуры, статистическая ошибка измерения показана только для вероятности $P_{g2/e1}$.

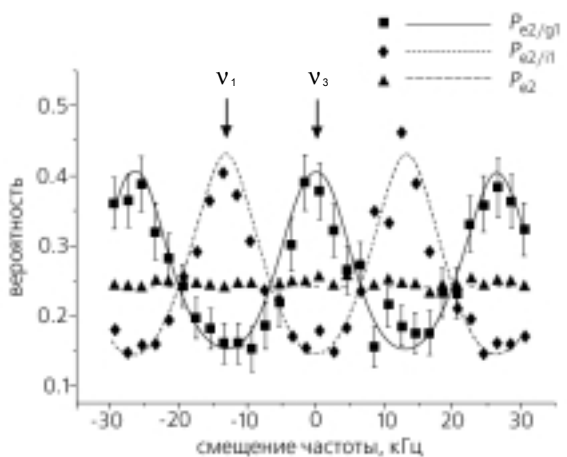


Рис.5. Результаты эксперимента второго типа — невозмущающая регистрация теплового фотона с последующей проверкой правильности первого измерения. Показаны экспериментальные значения:

- условной вероятности $P_{e2/g1}$ детектирования второго атома в возбужденном состоянии $|e\rangle$ (т.е. второй атом поглотил фотон в резонаторе), если первый атом имел состояние $|g\rangle$ на выходе системы (т.е. зарегистрировал наличие фотона в резонаторе);
- условной вероятности $P_{e2/i1}$ детектирования второго атома в состоянии $|e\rangle$, если первый атом имел состояние $|i\rangle$ (и соответственно не зарегистрировал фотон в резонаторе);
- вероятности P_{e2} регистрирования второго атома в состоянии $|e\rangle$, если состояние первого атома не определялось.

большим временем жизни (порядка 30 мс для уровней $|g\rangle$ и $|i\rangle$), что в атомных масштабах чрезвычайно больш-

шая величина), и, кроме того, сильно взаимодействуют с микроволновым излучением (переход $|g\rangle$ —

$|e\rangle$ соответствует частоте 51.1 ГГц, а переход $|g\rangle$ —

$|i\rangle$ — частоте 54.3 ГГц). Процесс приготовления ато-

мов в ридберговском состоянии носил импульсный характер: в определенные моменты времени готовились порции атомов, имеющие в среднем 0.3—0.6 атомов (чаще всего либо в сгустке был лишь один атом, либо сгусток не получился). Этот импульсный процесс с очень хорошей селекцией скорости позволяет предсказывать положение каждого сгустка (атома) в пространстве с точностью ± 1 мм.

Вся установка охлаждалась в гелиевом криостате до 0.6—1.2 К. Резонатор R типа Фабри—Перо для поля составлен из ниобиевых сферических зеркал, причем боковая поверхность закрыта цилиндрическим кольцом для уменьшения потерь (время релаксации 1 мс). В кольце сделаны небольшие отверстия для входа и выхода атомов и для введения классического по-

ля интерферометра Рамси (рис.2, 3, области I_1 и I_2). К ниобиевым зеркалам приложено также небольшое статическое поле для точной подстройки уровней энергии атомов с помощью эффекта Штарка. Так как положение атомов хорошо известно в пространстве, генератор для интерферометра Рамси задействовали в импульсном режиме: его поле включалось только тогда, когда атомы пересекали зону I_1 или I_2 . В результате видность интерференционной картинки (отношение разности максимального и минимального значений и их суммы) достигала 72% (вероятность регистрации атома в состояниях $|g\rangle$ или $|e\rangle$) осциллировала

между 0.86 и 0.14 при изменении частоты поля ν гене-

ратора в интерферометре Рамси). Эффективность селективного ионизационного детектора, определяющего состояние атома, составляла 30%.

Экспериментальный цикл состоял в создании слабого поля в резонаторе, а затем в измерении этого поля с помощью одного или нескольких атомов, пролетающих через резонатор. Необходимая статистика накапливалась за большое число проведенных одинаковых экспериментальных циклов, повторяемых через 1.5 мс. Перед каждым циклом проводилась процедура принудительного поглощения остаточных фотонов в резонаторе (пропускались пять атомных сгустков, содержащих от трех до девяти атомов в состоянии $|g\rangle$).

Эти атомы поглощали остаточные фотоны, оставляя в среднем не более 0.12 фотонов в резонаторе). Затем через промежуток времени не более 400 мкс (для уменьшения эффекта теплового возбуждения резонатора) проводился измерительный цикл.

Что же получилось?

Всего на описанной установке были проведены экспериментальные циклы трех различных типов.

1. Принудительное инжектирование фотона в резонатор R и его последующая невозмущающая регистрация.

2. Невозмущающая регистрация теплового фотона в резонаторе R с последующим детектирование этого фотона путем обычного поглощающего измерения.

3. Неоднократная последовательная невозмущающая регистрация теплового фотона в резонаторе R.

В экспериментах первого типа сначала один атом помещал фотон в резонатор R («готовил» состояние поля в резонаторе), а другой регистрировал этот фотон невозмущающим образом. Первый атом в возбужденном состоянии $|e\rangle$ пересекал резонатор спустя 100

мкс после принудительного поглощения остаточных фотонов. Генератор интерферометра Рамси в это время не работал (поля в областях I_1 и I_2 не было). Между зеркалами резонатора прикладывалось постоянное напряжение, в результате уровни энергии атома сме-

щались за счет эффекта Штарка так, что эффективное время взаимодействия первого атома и поля в резонаторе составляло $\tau_{\pi/2} = \pi/2\omega_{R0}$. Система атом + по-

л е испытывала при этом так называемый $\pi/2$ -импульс

Раби, а ее состояние после такого взаимодействия описывалось волновой функцией (ср. выражение (1)) $|\psi(\tau_{\pi/2})\rangle = 1/\sqrt{2} \cdot (|e,0\rangle + |g,1\rangle)$, т.е. атом с равной веро-

ятностью мог оставить фотон в резонаторе или нет. Если состояние возбуждающего атома после пролета резонатора оказывалось $|e\rangle$, значит, в резонаторе фо-

тона не было, если же состояние возбуждающего атома после взаимодействия становилось $|g\rangle$, фотон ос-

тавался в резонаторе. Таким образом, по результатам контроля состояния первого атома было известно, создано ли поле с одним фотоном или фотонов в резонаторе нет.

Через 100 мкс после подготовки состояния поля в резонаторе включался генератор интерферометра Рамси, и через систему пропускался второй атом — измерительный, причем время взаимодействия его

с полем в резонаторе устанавливалось равным $\tau_{2\pi} = 2\pi/\omega_{R0}$ (2π -импульс). Теперь уже состояние этого ато-

ма после его прохождения областей I_1 , R и I_2 должно полностью соответствовать результатам процедуры приготовления. И действительно, измерения показали наличие двух синусоид при изменении частоты ν генератора интерферометра Рамси, смещенных на π одна

относительно другой (рис.4). Для каждого значения частоты ν производилось усреднение по 250 измере-

ниям. Синусоида, соответствующая детектированию первого возбуждающего атома в состоянии $|e\rangle$ (резо-

натор остался пустой), имела фазу, которая должна получаться в случае пустого резонатора, а у синусоиды, сопровождающей вылет данного атома в состоянии $|g\rangle$ (фотон остался в резонаторе), фаза отвечала

наличию одного фотона в резонаторе.

Видность интерференционной картинки оказалась 41%. Такое относительно небольшое значение видности связано с имеющимися погрешностями экспери-

Литература

1. Валиев К.А., Кокин А.А. От кванта к квантовым компьютерам // Природа. 2002. №12. С.28—36.
2. Брагинский В.Б., Воронцов Ю.И. // УФН. 1974. Т.114. С.41—53.
3. Брагинский В.Б., Воронцов Ю.И., Халили Ф.Я. // ЖЭТФ. 1977. Т.73. С.1340—1343.
4. Grangier P., Levenson I.A., Poizat I.P. // Nature. 1998. V.396. P.537—542.
5. Noguees G., Rauschenbeutel A., Osnaghi S. et al. // Nature. 1999. V.400. P.239—242.
6. Grangier P. // Nature. 1999. V.400. P.215—217.
7. Маныкин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П. Конденсированное ридберговское вещество // Природа. 2001. №1. С.22—30.
8. Brune M., Haroshe S., Lefevre V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V.65. P.976—979.
9. Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники. М., 1986.
10. Миногин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. М., 1986.

Поправка

Автор статьи «За краем таблицы Менделеева» (2003 г., №1) приносит извинения читателям за допущенную в тексте оплошность: химический элемент №108 назван «ганий» вместо «гассий» (Hassium). Название, которое конгресс Международного союза чистой и прикладной химии утвердил в августе 1997 г., дано в честь германской земли Гессен (по латыни Hassias), где в г.Дармштадте располагается научный центр GSI, занимающийся синтезом новых элементов.

В.А.Щеголев