

PHOTOIONIZATION OF ATOMS: FROM EINSTEIN TO TODAY

A. M. POPOV

A review on ionization of atoms by electromagnetic fields is presented. The effect of ionization suppression (stabilization) in high intensity laser fields is discussed.

Дан обзор представлений о процессе ионизации атомов электромагнитным полем. Обсуждается эффект подавления ионизации (стабилизации) атомов в лазерных полях высокой интенсивности.

ФОТОИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ: ОТ ЭЙНШТЕЙНА ДО НАШИХ ДНЕЙ

А. М. ПОПОВ

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Развитие лазерной техники привело к возможности генерации ультракоротких лазерных импульсов длительностью вплоть до нескольких фемтосекунд с предельно высокими интенсивностями излучения, достигающими 10^{18} Вт/см². Соответствующие таким значениям интенсивности излучения напряженности электрического поля волны существенно превышают значения напряженности электрического поля внутри атома, а длительности импульсов оказываются сравнимыми с периодом обращения электронов вокруг атомных ядер и заметно меньше периодов молекулярных колебаний.

Исследование взаимодействия таких лазерных импульсов с атомно-молекулярными системами стало возможным в последние годы и привело к открытию новых физических явлений. Мы рассмотрим историю развития представлений об ионизации атомов световыми полями и остановимся на изучении одного из эффектов, предсказанных в последние годы, — эффекта стабилизации атомов в интенсивном электромагнитном поле.

ФОТОЭФФЕКТ: КРАСНАЯ ГРАНИЦА И ЗАКОН ЭЙНШТЕЙНА

Современные взгляды на процесс фотоионизации атомов восходят к знаменитой работе А. Эйнштейна по фотоэффекту, выполненной в 1905 году и лежащей в основе квантовой теории. Фотоэффект был открыт Г. Герцем в 1887 году (Герц наблюдал зажигание дугового разряда под действием излучения от расположенной рядом дуги) и позднее детально исследован А.Г. Столетовым. Опыты Столетова по изучению фотоэффекта с поверхности металлов привели к установлению некоторых фактов, необъяснимых с точки зрения классической физики. Так, оказалось, что энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности воздействующего излучения и для данного материала определяется лишь его частотой ω , причем существует минимальное значение частоты излучения ω^* (так называемая красная граница фотоэффекта), вызывающего фотоэффект; для значений $\omega < \omega^*$ фотоэффект невозможен. Преодолевая трудности объяснения закономерностей фотоэффекта, Эйнштейн высказал предположение, что свет представляет собой поток частиц — квантов

света, фотонов, несущих энергию $\hbar\omega$ ($\hbar = 1,05 \times 10^{-27}$ эрг·с — постоянная Планка). Предположение о том, что свет распространяется в пространстве и поглощается веществом порциями $\hbar\omega$, позволяет сразу же объяснить существование красной границы фотоэффекта, загадочной с точки зрения классической физики. Действительно, уравнение Эйнштейна для кинетической энергии электронов E_k , вырываемых из атомов (с поверхности твердого тела) полем электромагнитной волны, имеет вид

$$E_k = \hbar\omega - I, \quad (1)$$

где I — потенциал ионизации атома (работа выхода для твердых тел). В случае $\hbar\omega < I$ энергии кванта недостаточно для удаления электрона из атома и фотоэффект невозможен.

Соединение идей Эйнштейна с простейшей квантовой моделью атома (модель атома, предложенная Н. Бором в 1913 году) позволяет на качественном уровне описать атомный фотоэффект. Так, в соответствии с теорией Бора электрон в атоме может находиться лишь в дискретном наборе стационарных состояний (на стационарных орбитах). Для простейшего атома — атома водорода энергии этих состояний определяются выражением

$$E_n = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2}. \quad (2)$$

Здесь $n = 1, 2, 3, \dots$ — главное квантовое число. Состояние с $n = 1$ является основным, а $n = 2, 3, \dots$ соответствуют возбужденным состояниям атома. В зависимости от номера орбиты n красная граница фотоэффекта определяется выражением

$$\omega_n^* = \frac{I_n}{\hbar}, \quad (3)$$

где $I_n = |E_n|$ — потенциал ионизации из состояния с номером n . В частности, для $n = 1$ имеем

$$I_1 = \frac{me^4}{2\hbar^2} \approx 13,6 \text{ эВ}.$$

Это означает, что ионизация атома водорода в основном состоянии возможна лишь излучением с энергией кванта, превышающей 13,6 эВ и лежащей далеко в ультрафиолетовой части спектра.

К сожалению, идей Эйнштейна и Бора недостаточно для полного описания процесса ионизации. Например, оказывается невозможным ответить на вопрос, за какое время происходит фотоионизация, как это время зависит от интенсивности и частоты излучения (мы, конечно, полагаем, что частота превышает критическое значение, определяемое с помощью (3)). А главное, не ясно даже, что значит время ионизации. Ведь в рамках модели Бора электрон может находиться в одном из стационарных состояний, а затем мгновенно, скачком, поглотив квант света, переходит в другое состояние, соответ-

ствующее ионизованному атому. Как и когда происходит скачок, остается непонятным.

Ответы на все эти вопросы можно получить в рамках квантовой механики, развитой в середине 20-х годов нашего столетия. С некоторыми идеями квантово-механических представлений о строении атома и его динамике в поле лазерного излучения мы познакомимся несколько позже. А пока отметим, что расчеты ионизации простейшего атома — атома водорода были проведены в конце 20-х годов и подтвердили все сформулированные выше закономерности. Оказалось также, что вероятность поглощения атомом фотона (вероятность ионизации) пропорциональна интенсивности излучения. Последняя зависимость выглядит очевидной: интенсивность излучения пропорциональна потоку фотонов. Значит, с увеличением интенсивности растет плотность фотонов в пространстве, а следовательно, растет и вероятность ионизации. Однако в полном соответствии с экспериментом энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности: в энергетическом спектре электронов наблюдается пик, положение которого определяется из (1).

МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Рассмотренные особенности процесса ионизации казались неизбежными и не подвергались сомнению до середины 60-х годов, когда были созданы первые источники высокоинтенсивного лазерного излучения. В этих источниках были достигнуты интенсивности излучения $\sim 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см², на много порядков превышающие интенсивности всех существовавших ранее источников оптического излучения. Оказалось, что при таких высоких интенсивностях излучения наряду с процессами поглощения одного кванта света (одnofотонный процесс) существенными оказываются также процессы многофотонного поглощения, то есть процессы, в которых происходит одновременное поглощение сразу нескольких фотонов. Применительно к процессу ионизации это означает исчезновение красной границы фотоэффекта: если энергия кванта недостаточна для вырывания электрона из атома, в сильном поле излучения ионизация может произойти в результате поглощения сразу двух фотонов (двухквантовый фотоэффект), а в общем случае — N фотонов (N -квантовый фотоэффект). Потенциалы ионизации большинства атомов составляют 10–15 эВ, энергия квантов излучения видимого диапазона частот ~ 2 эВ. Поэтому ионизация атомов оптическим излучением возможна лишь в результате многофотонного поглощения, причем квантовая механика предсказывает, что вероятность процесса будет пропорциональна N -й степени интенсивности:

$$W_N \sim P^N, \quad (4)$$

где N — порядок многофотонности (число квантов, которое должен поглотить электрон, чтобы

стать свободным). Такая зависимость получается в рамках квантово-механической теории возмущений в предположении, что напряженность электрического поля волны мала по сравнению с внутриатомным значением.

Процесс многофотонного поглощения представляет собой элементарный акт взаимодействия квантовой системы с полем излучения, однако математически его можно рассматривать как последовательное поглощение квантов электромагнитного поля с переходами через набор промежуточных состояний. При этом закон сохранения энергии в виде

$$E_f - E_i = N\hbar\omega$$

(E_f , E_i — энергии конечного и начального состояний атомной системы, N — число поглощаемых квантов) выполняется для всего процесса в целом. Что касается промежуточных состояний, через которые атомный электрон попадает в конечное состояние, то они являются виртуальными, то есть состояниями, не разрешенными с точки зрения фундаментальных законов квантовой физики. Возможность использования таких состояний для описания многофотонных процессов основана на соотношении неопределенностей Гейзенберга для энергии — времени и подробно обсуждается в [1].

Первые опыты по ионизации атомов лазерным излучением, выполненные в 1965 году под руководством Н.Б. Делоне, доказали существование явления многофотонной ионизации и справедливость зависимости (4).

НАДПОРОГОВАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ

А что дальше, в области еще более высоких интенсивностей? Естественнo предположить, что если возможно поглощение одновременно N фотонов, то может происходить и одновременное поглощение $N + 1$, $N + 2$ и т.д. фотонов. Вопрос скорее заключается в определении вероятности поглощения различного числа квантов в процессе ионизации. Если использовать выражение (4) для вероятности поглощения N фотонов, то получим

$$\frac{W_{N+1}}{W_N} \sim P, \quad (5)$$

то есть вероятность поглощения дополнительного количества квантов при ионизации атома растет с ростом интенсивности. Процесс поглощения квантов поля сверх минимально необходимого количества для ионизации атома принято называть надпороговым поглощением, а сам процесс ионизации в таких условиях — надпороговой ионизацией.

На первый взгляд кажется, что процесс надпорогового поглощения невозможен: ведь поглотив N квантов поля, электрон стал свободным. А свободный электрон, как известно, не поглощает энергию электромагнитного поля. Однако такие рассуждения основаны на представлении о последователь-

ном поглощении сначала N квантов поля, а потом еще некоторого дополнительного количества K надпороговых фотонов и не описывают реальную картину процесса. Отметим еще раз, что многофотонный процесс не может быть разложен на элементарные составляющие, а поглощение всех $N + K$ фотонов происходит одновременно.

Для экспериментального обнаружения надпороговой ионизации атомов можно регистрировать энергии образующихся фотоэлектронов. Энергетический спектр электронов в условиях надпорогового поглощения должен состоять из пиков, отстоящих друг от друга на величину кванта поля $\hbar\omega$. Именно такие спектры фотоэлектронов были зарегистрированы впервые в 1979 году при изучении ионизации атомов Хе излучением второй гармоники Nd-лазера ($\lambda = 1064$ нм) с интенсивностью 10^{12} – 10^{13} Вт/см² (рис. 1). В рассматриваемом случае ионизация происходит в результате 11-квантового фотоэффекта.

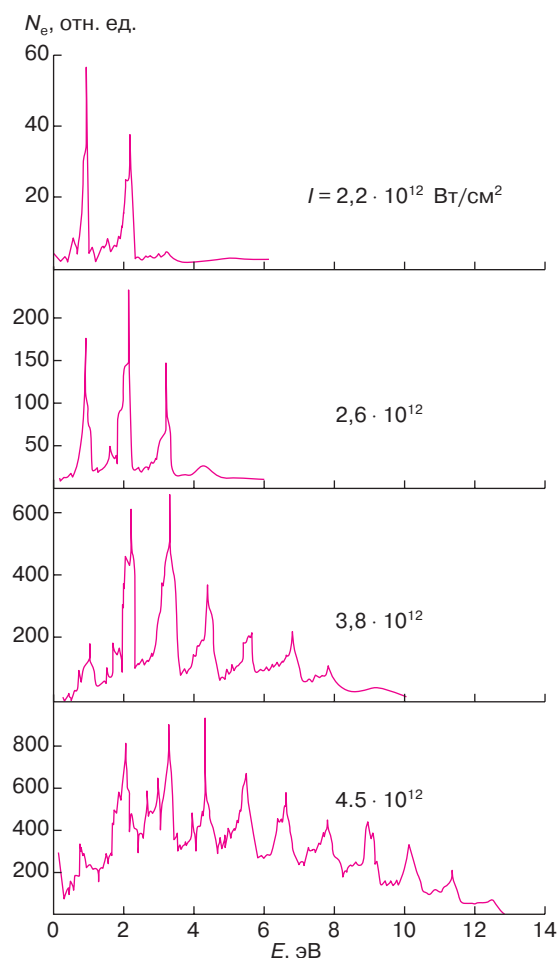


Рис. 1. Спектры фотоэлектронов, полученные в экспериментах по ионизации атомов Хе излучением Nd-лазера ($\lambda = 1064$ нм) для различных значений интенсивности излучения

Поэтому пики в энергетическом спектре фотоэлектронов соответствуют поглощению 11, 12, ... фотонов. Эксперименты показали, что с ростом интенсивности излучения количество пиков в спектре фотоэлектронов возрастает, что свидетельствует об увеличении вероятности надпорогового поглощения. Существенно также, что при превышении некоторого критического значения интенсивности (для данных, представленных на рис. 1, $2,6 \cdot 10^{12}$ Вт/см²) вероятность поглощения избыточного количества фотонов оказывается даже больше, чем минимально необходимого для ионизации числа квантов. При дальнейшем росте интенсивности излучения наиболее вероятным оказывается все большее количество поглощенных фотонов. Так, при интенсивности излучения $P = 4,5 \cdot 10^{12}$ Вт/см² доминируют пики, соответствующие поглощению $K = 2-4$ надпороговых фотонов.

В рассматриваемом случае соотношение (5) оказывается, конечно, неверным. Несправедливым оказывается и теоретический подход к описанию процесса ионизации, основанный на малости отношения напряженности поля электромагнитной волны к внутриатомному электрическому полю. Значение внутриатомной напряженности электрического поля оценивают обычно как напряженность электрического поля на первой боровской орбите в атоме водорода:

$$E_a = \frac{e}{a_0^2}, \quad (6)$$

где $a_0 = \hbar^2 / me^2 = 0,529 \text{ \AA}$ – боровский радиус. Соответствующее E_a значение интенсивности

$$P_a = \frac{cE_a^2}{8\pi} \sim 3,5 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$$

представляет собой так называемую атомную интенсивность излучения. Лазерные поля, для которых $P > P_a$, принято называть сверхатомными. Конечно, для разных атомных систем внутриатомные поля различны, как правило, для валентных электронов они меньше приведенного значения и соответствуют интенсивностям $10^{15}-10^{16}$ Вт/см², для отрицательных ионов – еще меньше, вплоть до 10^{14} Вт/см².

ЭФФЕКТ СТАБИЛИЗАЦИИ

Одним из наиболее интересных эффектов динамики атомной системы в сверхатомных полях, предсказанных в последнее время, является эффект подавления ионизации (стабилизация) в сверхсильном поле [2, 3]. Суть этого эффекта заключается в уменьшении вероятности ионизации системы с ростом интенсивности излучения при превышении напряженностью поля электромагнитной волны некоторого критического значения или в ее насыщении на уровне, меньшем единицы, и наблюдении остаточной атомной заселенности, не убывающей с

увеличением интенсивности воздействующего импульса. Другими словами, теория предсказывает парадоксальный эффект – повышение устойчивости атомных систем по отношению к процессу ионизации с увеличением интенсивности лазерного излучения.

Этот эффект был предсказан теоретически впервые в середине 80-х годов нашего столетия. В настоящее время показано, что различные подходы теории, основанные как на квантовых, так и на классических представлениях, предсказывают при определенных условиях возникновение стабилизации. Убедительное доказательство существования эффекта стабилизации получено в численных расчетах динамики простейших атомарных систем в поле электромагнитной волны, не использующих каких-либо упрощающих предположений. Данные, полученные таким способом, можно рассматривать как результаты численных экспериментов, они являются надежной основой для оценки эффективности различных аналитических подходов [4]. В качестве примера на рис. 2 приведена зависимость вероятности остаточной атомной населенности (вероятность неионизации) модельного одномерного атома от интенсивности лазерного излучения, наглядно демонстрирующая эффект стабилизации.

Попытаемся теперь качественно понять причины, приводящие к стабилизации атомной системы в сверхсильном электромагнитном поле. Остановимся сначала на классической картине явления. Отметим прежде всего, что в отличие от диапазона интенсивностей $P < P_a$, когда мы рассматриваем воздействие на атомный электрон поля электромагнитной волны, в случае $P > P_a$ более уместно говорить о свободном электроны в поле волны, который подвергается дополнительному воздействию статического поля

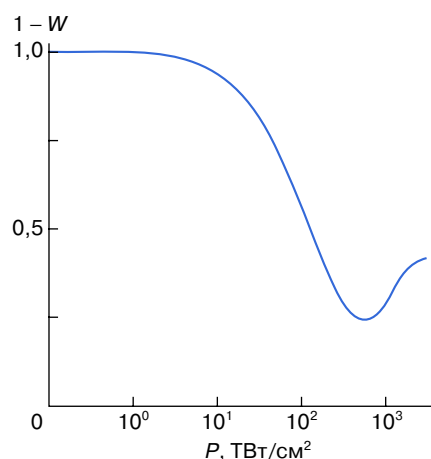


Рис. 2. Зависимость остаточной атомной населенности $1 - W$ от интенсивности лазерного импульса P , полученная в расчетах для одномерной модели отрицательного иона водорода H^- для лазерного импульса длительностью 20 фс и $\hbar\omega = 5$ эВ

ядра (или атомного остова). Причем чем выше значение лазерной интенсивности, тем меньше взаимодействие электрона с ядром и тем более свободным он является. А свободный электрон, как известно, не поглощает энергию электромагнитного поля. Этот фундаментальный факт справедлив и в классической и в квантовой теории и связан в конце концов с тем, что фотон как частица несет большую энергию $\hbar\omega$ и очень малый импульс $\hbar\omega/c$. В результате оказывается невозможным удовлетворить одновременно законам сохранения энергии и импульса, когда в начальном состоянии имеются электрон и фотон, а в конечном — только электрон. Поэтому с ростом интенсивности излучения при $P > P_a$ падает вероятность поглощения фотонов, а следовательно, и вероятность ионизации.

Рассмотренная картина стабилизации, конечно, чрезмерно упрощена. В поле электромагнитной волны свободный электрон совершает колебательное движение с амплитудой

$$a_e = \frac{eE_0}{m\omega^2} \quad (7)$$

(E_0 — амплитудное значение напряженности электрического поля волны) и средней (по времени) энергией колебательного движения

$$\varepsilon_e = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2}. \quad (8)$$

Понятно, что в сильном поле отношение этой энергии к величине кванта

$$\frac{\varepsilon_e}{\hbar\omega} = \frac{e^2 E_0^2}{4m\hbar\omega^3}$$

может быть достаточно большой величиной. Это означает, что, пока действует поле электромагнитной волны, электрон окружен фотонами, “одет в шубу” (в англоязычной литературе используется специальный термин *dressed electron* — одетый электрон). И лишь когда действие лазерного импульса заканчивается, “шуба” фотонов пропадает, а пространственное местоположение и энергия электрона возвращаются к исходным значениям. Следовательно, об устойчивости атома по отношению к ионизации можно говорить лишь имея в виду состояние электрона после окончания лазерного импульса. В течение действия импульса со сверхатомным значением интенсивности электрон фактически был свободным и совершал колебательное движение с амплитудой, как правило превышающей атомный размер. Такое состояние системы трудно назвать неионизованным. Однако на заднем фронте импульса генерации электрон теряет свою колебательную энергию и возвращается в исходное связанное состояние.

Проведенных рассуждений достаточно, чтобы понять одну из главных трудностей эксперименталь-

ного наблюдения явления стабилизации. Любой лазерный импульс характеризуется длительностью переднего и заднего фронтов генерации, в течение которых интенсивность изменяется от нулевого до максимального значения и обратно. Может оказаться (и для существующих в настоящее время лазерных импульсов оказывается), что атом будет проионизован еще на переднем фронте генерации задолго до достижения сверхатомного значения интенсивности, когда электрон окажется свободным, а процесс поглощения фотонов — подавленным. Расчеты показывают, что для того, чтобы исключить ионизацию на фронтах импульса генерации, их длительности должны составлять всего несколько периодов оптических колебаний (несколько фемтосекунд). Импульсов с такими фронтами и требуемыми скоростями нарастания интенсивности излучения в настоящее время нет.

Предыдущие рассуждения носили классический характер и требуют уточнения с точки зрения квантовой механики. Для того чтобы лучше понять их смысл, остановимся коротко на основных принципах квантово-механического описания движения частиц.

В квантовой теории состояние электрона описывается волновой функцией $\psi(\vec{r}, t)$, физический смысл которой заключается в том, что величина $|\psi(\vec{r}, t)|^2$ определяет плотность вероятности обнаружить электрон в точке с координатой \vec{r} в момент времени t . В результате электрон, оставаясь неделимой и точечной частицей, оказывается как бы делокализованным в пространстве в области, в которой волновая функция $\psi(\vec{r}, t)$ отлична от нуля. Ограничение в области пространственной локализации в соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга приводит к разбросу значения импульса (скорости) электрона относительно некоторого среднего (по квантовому состоянию) значения. Вследствие этого волновой пакет, описывающий состояние электрона, расплывается с течением времени, то есть возрастает размер области пространственной локализации электрона. Это расплывание носит чисто квантовый характер и должно быть учтено при рассмотрении эффекта стабилизации. Как результат после окончания лазерного импульса, в течение которого электрон совершал свободные (точнее, почти свободные) колебания, область локализации электронной волновой функции, первоначально отличной от нуля лишь в пределах атома, возрастает, что должно привести к дополнительному уменьшению вероятности обнаружить электрон в связанном состоянии. Существенность квантово-механического расплывания пакета при описании эффекта стабилизации видна из следующих соображений. Полагая, что ширина начального электронного волнового

пакета порядка боровского радиуса a_0 , получим, что скорость электрона определена с точностью

$$\Delta v \sim \frac{\hbar}{ma_0} \sim 2 \cdot 10^8 \text{ см/с.}$$

Это означает, что даже для предельно коротких импульсов длительностью $\tau \sim 10$ фс область локализации электрона к концу лазерного воздействия составит $\Delta x \sim \Delta v \cdot \tau \sim 200 \text{ \AA}$, что более чем на два порядка превышает исходный атомный размер. Фактически это означает, что квантовое расплывание разрушает стабилизацию или по крайней мере резко уменьшает вероятность неионизации атома. Тем не менее приведенные выше рассуждения о свободных колебаниях электрона в сильном поле электромагнитной волны качественно правильно описывают ситуацию в ультракоротких импульсах.

В качестве примера на рис. 3 приведено пространственное распределение плотности вероятности

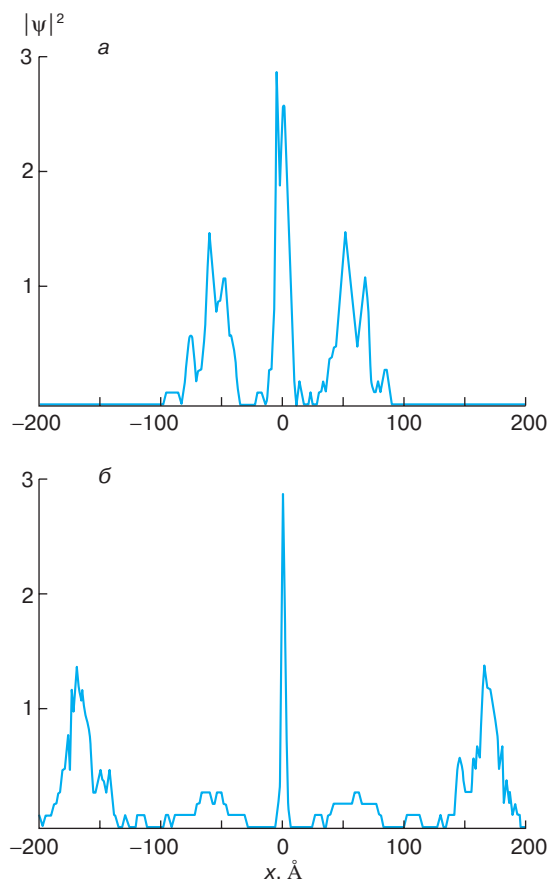


Рис. 3. Распределение плотности вероятности обнаружить электрон в различных точках пространства при воздействии лазерного импульса на модельный отрицательный ион водорода в режиме стабилизации для двух моментов времени: *а* – в максимуме лазерного импульса, *б* – после его окончания

$|\psi(x, t)|^2$ для процесса ионизации электрона из одномерной прямоугольной потенциальной ямы, полученное в результате численных расчетов. Рис. 3, *а* соответствует моменту достижения максимальной интенсивности излучения. Как видно, на переднем фронте образовались два волновых пакета, удаляющиеся от атома в противоположных направлениях, в то время как значительная часть волновой функции осталась локализованной вблизи атомного центра и соответствует колебаниям почти свободного электрона. Рис. 3, *б* соответствует моменту времени после окончания лазерного воздействия. На заднем фронте импульса также образовалась пара пакетов, разбегающихся в противоположные стороны. В то же время значительная часть волновой функции (в рассматриваемом случае $\sim 50\%$) вернулась в исходное состояние, соответствующее неионизованному атому.

Более строгое описание, учитывающее не только колебания электрона (или электронного волнового пакета), но его взаимодействие с атомным остовом, может быть проведено в неинерциальной системе координат Крамерса, осциллирующей как свободный электрон в поле электромагнитной волны. Такой подход к описанию динамики атомарных систем в электромагнитном поле был предложен В. Хеннебергером в 1968 году и носит название метода Крамерса–Хеннебергера. В этой системе координат электрон “видит” атомное ядро, осциллирующее с частотой и амплитудой свободного электрона. Усредненный по оптическому циклу потенциал, создаваемый ядром, представляет собой потенциал Крамерса–Хеннебергера (КХ) и в сильных полях имеет характерную двукую форму. В сверхатомных полях система атом + поле электромагнитной волны демонстрирует свойства (структуру энергетического спектра), характерные для КХ-потенциала, причем стационарные состояния этого потенциала обладают повышенной устойчивостью по отношению к процессу ионизации. В этом смысле колебания почти свободного электрона над атомным ядром представляют собой заселение различных стационарных состояний атома Крамерса–Хеннебергера, нового объекта, возникающего и устойчиво существующего в интенсивных световых полях. Отметим еще раз: именно существование потенциала КХ удерживает электронный волновой пакет от неограниченного расплывания с течением времени. Многочисленные исследования, пока только теоретические, показывают физическую реальность существования атома Крамерса–Хеннебергера и повышение его устойчивости с ростом интенсивности поля электромагнитной волны.

Здесь мы упомянем лишь об одном способе доказательства физической реальности существования потенциала Крамерса–Хеннебергера и характерной для него структуры энергетических уровней. Этот способ достаточно универсален и основан на регистрации энергии фотоэлектронов, образующихся

при фотоионизации системы в слабом электромагнитном поле. Действительно, в соответствии с законом Эйнштейна (1), зная частоту света и энергию фотоэлектрона, можно определить энергию связанного электрона в атоме. Пусть некоторый атом подвергается воздействию электромагнитного поля со сверхатомной интенсивностью. Как уже отмечалось, такая система устойчива и образует новый объект исследования — атом Крамерса–Хеннебергера. Используем дополнительный импульс слабого ($P \ll P_0$) электромагнитного поля с целью фотоионизации атома Крамерса–Хеннебергера. Анализ спектра электронов, образовавшихся при его фотоионизации (пока такие исследования были проведены только в рамках численных экспериментов), убедительно свидетельствует о реальности существования КХ-потенциала, описывающего систему атом + сильное внешнее электромагнитное поле.

Помимо рассмотренного выше механизма стабилизации атомной системы (его обычно принято называть стабилизацией в режиме Крамерса–Хеннебергера) в последние годы М.В. Федоровым был предложен еще один механизм стабилизации атомов в интенсивных световых полях. Этот механизм может реализовываться при значительно меньших интенсивностях ($\sim 10^{13}$ Вт/см² для излучения видимого диапазона частот). Однако для его наблюдения квантовая система должна характеризоваться набором близко расположенных энергетических уровней. Типичным примером такой системы является ридберговский (сильно возбужденный) атом. Действительно, из (2) получим, что для больших n ($n \gg 1$) расстояние между соседними уровнями мало и определяется соотношением

$$\Delta E_{n+1,n} \approx -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^3}. \quad (9)$$

В электромагнитном поле энергетические уровни атома несколько размываются. Это следствие соотношения неопределенностей для энергии — времени: энергетическая ширина уровня δE определяется обратным временем его жизни, то есть скоростью ионизации:

$$\delta E \sim \frac{\hbar}{\tau_i} \quad (10)$$

(τ_i — время ионизации). В результате ридберговские уровни могут оказаться перекрытыми. Это, в свою очередь, делает возможными двухфотонные переходы Λ -типа, в которых один фотон поглощается атомной системой, а другой излучается, что приводит к когерентному перезаселению совокупности близко расположенных ридберговских состояний (рис. 4). Понятие когерентности здесь используется в обычном оптическом смысле этого слова. Волновая функция, соответствующая состоянию свободного электрона, формируется в результате переходов в ионизованное состояние со всей совокупности

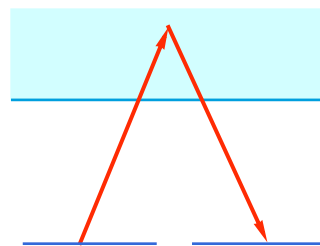


Рис. 4. Схематическое изображение двухфотонного перехода Λ -типа, приводящего к интерференционной стабилизации

когерентно заселенных ридберговских состояний. Вследствие этого возникает интерференция различных каналов ионизации, которая при определенных условиях может оказаться деструктивной, то есть привести к подавлению процесса ионизации. Рассмотренный механизм имеет чисто волновую природу и аналогичен явлению интерференции в оптике, когда в результате интерференции света от двух когерентных источников света на экране возникает темное пятно.

В заключение остановимся на экспериментах группы Х. Мюллера (1996 год), убедительно подтвердивших существование эффекта стабилизации ридберговских атомов [5]. В этих экспериментах исследовалась ионизация атомов неона в возбужденном состоянии 5g лазерным импульсом длительностью 90 фс с длиной волны $\lambda = 620$ нм. Исходное состояние 5g приготавливалось импульсом излучения УФ-лазера с длиной волны $\lambda = 286$ нм в результате пятифотонного возбуждения атомов Ne в основном состоянии. С некоторой задержкой относительно импульса, приготавливающего атомы в возбужденном ридберговском состоянии, на систему воздействовал основной импульс сильного поля с интенсивностью в диапазоне $10^{13} - 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см², ионизирующий ридберговские атомы. Для точного определения доли ридберговских атомов, проионизованных основным импульсом, с некоторой задержкой относительно него на систему воздействовал зондирующий лазерный импульс невысокой интенсивности и длительности $\tau \sim 5$ нс. Этот импульс ионизовывал все оставшиеся непроионизованными возбужденные атомы. Независимое измерение сигналов с фотоэлектронного детектора позволяло определить количество электронов, рожденных каждым импульсом, и определить вероятность ионизации атома сильным полем в зависимости от интенсивности излучения. На рис. 5 приведены полученные данные по образованию ионов под действием основного лазерного импульса в зависимости от интенсивности основного импульса. Как видно, при значениях интенсивности выше $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² вероятность ионизации атомов остается примерно постоянной и существенно меньше единицы, что и свидетельствует о достижении режима стабилизации: более 70% всех

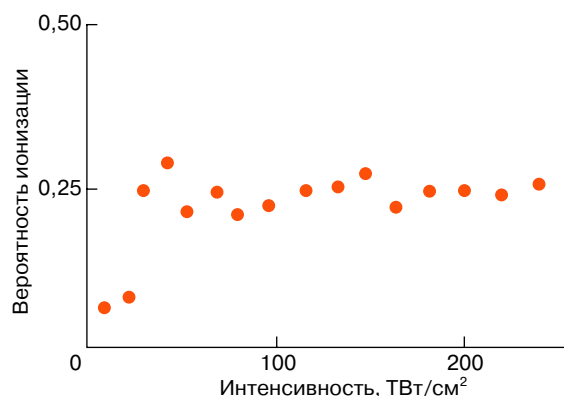


Рис. 5. Зависимость вероятности ионизации за импульс ридберговских атомов неона от интенсивности основного импульса, полученная в экспериментах Х. Мюллера

ридберговских атомов остаются неионизованными во всем исследуемом диапазоне интенсивностей.

Косвенные данные, свидетельствующие о подавлении ионизации атомов в интенсивных световых полях, были получены также в других экспериментах, выполненных в 1991–1995 годах. Однако детальное изучение этого явления, как экспериментальное, так и теоретическое, еще впереди.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье мы остановились на обсуждении только одного из эффектов, возникающих при взаимодействии квантовых систем с интенсивными световыми полями. Среди других эффектов, обнаруженных или предсказанных в последнее время, большой интерес вызывают образование многозарядных ионов в поле лазерного излучения, надпороговая диссоциация и кулоновский взрыв молекул, генерация

высоких гармоник падающего излучения и др. Среди перспектив практического использования этих процессов — создание эффективных источников коротковолнового излучения, новые способы получения инверсной заселенности, возможность управления химическими реакциями (лазерная фемтохимия).

С общефизической точки зрения исследование взаимодействия интенсивных электромагнитных полей с атомами и молекулами интересно возможностью исследования структуры вещества в экстремальных условиях для проверки правильности наших представлений о строении материи на атомно-молекулярном уровне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н.Б. Многофотонные процессы // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 3. С. 75.
2. Федоров М.В., Делоне Н.Б. Многофотонная ионизация атомов: новые эффекты // Успехи физ. наук. 1989. Т. 158. С. 215.
3. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Стабилизация атома в поле лазерного излучения // Там же. 1995. Т. 165. С. 1295.
4. Volkova E.A., Popov A.M. Numerical Simulations of Dynamics of a Quantum System with a Short-Range Potential under the Action of a Femtosecond Laser Pulse // Laser Phys. 1995. Vol. 5. P. 1065.
5. Muller H.G. et. al. Adiabatic Stabilization: Observation of a Surviving Population // Phys. Rev. 1997. Vol. 55. P. 622.

* * *

Александр Михайлович Попов, доктор физико-математических наук, профессор кафедры атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники физического факультета МГУ. Область научных интересов — физика плазмы, лазерная физика и физика многофотонных процессов. Автор 130 статей и двух учебных пособий.