

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

539.18.186.22(063)

АТОМ В СВЕРХАТОМНОМ ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

(Международная конференция в Биг-Скай, шт. Монтана, США,
22 — 25 июня 1991 г.)

Использование мощных современных лазеров в качестве источников электромагнитного излучения привело к пересмотру ряда фундаментальных утверждений, относящихся к процессу взаимодействия света с веществом на атомном уровне. В качестве примера можно привести явление нелинейной ионизации атомов в сильном электромагнитном поле. С учетом нелинейной ионизации (многофотонной, туннельной и т.д.) теряет смысл известное понятие "красной границы фотоэффекта", разделяющей частотную область интенсивного поглощения света от области прозрачности вещества; поглощение имеет место при любой частоте ω излучения, а не только при $\omega > E_i/\hbar$, как утверждает закон А. Эйнштейна для фотоэффекта. Здесь E_i — энергия связи атома, $\hbar$ — постоянная Планка.

В последнее время оказалось необходимым пересмотреть и ряд других основополагающих утверждений физики взаимодействия атома с электромагнитным излучением. Одно из таких утверждений состояло в том, что в поле с напряженностью выше атомной напряженности (т.е., в так называемом сверхатомном поле) атом перестает существовать как связанная система за атомное время. Другое подобное утверждение — динамический штарковский сдвиг высоковозбужденного атомного уровня в поле электромагнитного излучения является малой величиной по сравнению с расстоянием до соседних уровней и, тем более, по сравнению с энергией связи этого уровня.

Сейчас теория убедительно доказывает, что при достаточно высокой частоте излучения атом может иметь время жизни, значительно превышающее атомное время τ_a при напряженности поля, превышающей атомную напряженность F_a , а высокочастотный штарковский сдвиг высоковозбужденного уровня может превосходить его невозмущенную энергию связи, приводя к синхронному увеличению энергий всех достаточно высоколежащих атомных уровней вместе с границей континуума.

Возник и новый безразмерный параметр, равный отношению амплитуды колебаний электрона в поле электромагнитной волны к размеру его орбиты в основном состоянии атома. Величина этого параметра существенно определяет метастабильный характер основного состояния атома в сверхатомном поле. При большой величине указанного параметра энергия связи метаста-

бильного атома сильно уменьшается. Но уменьшается и мнимая часть этой энергии, равная вероятности распада атома в единицу времени. Поэтому говорить о столь искаженном атоме как о метастабильном образовании можно, когда вещественная часть энергии связи остается много большей в сравнении с ее мнимой частью. Так это или нет, зависит от выбранного объекта исследования и характеристик электромагнитного излучения.

Прогресс в лазерной технике привел к тому, что сейчас экспериментаторы могут получать поля лазерного излучения с напряженностью, превышающей указанную выше атомную напряженность (отметим, что для других атомов значение атомной напряженности несколько меньше, чем для атома водорода, за исключением атомов благородных газов, где оно несколько больше приведенного значения). Это определяет тот широкий интерес к проблеме взаимодействия атома со сверхатомным полем, который наблюдается сейчас во всем мире. Всплеск числа научных работ по этой тематике начался во второй половине 80-х годов и с каждым годом их количество растет.

22 — 25 июня 1991 г. в Биг-Скай (Big Sky), штат Монтана, США состоялась международная конференция по проблемам взаимодействия атома со сверхатомным полем лазерного излучения. Она была организована известными американскими физиками, проф. Дж. Эберли, Р. Фриманом и К. Куландером и собрала около ста специалистов из более чем десятка различных стран. Участники конференции заслушали 25 приглашенных докладов и ознакомились с 32 сообщениями на стендовой секции.

Прежде чем характеризовать те проблемы, которые обсуждались на конференции, обратимся к самому термину "атомное поле". Дело в том, что однозначное определение этого термина отсутствует. Можно привести следующие различные определения атомного поля, имеющие достаточно хорошее обоснование:

1) Напряженность атомного поля — это величина, составленная по соотношениям размерности из известных констант:

$$F_a = m_e^2 e^5 \hbar^{-4}; \quad (1)$$

здесь m_e и e — масса и заряд электрона соответственно, $\hbar$ — постоянная Планка. Численно согласно (1) имеем $F_a = 5 \cdot 10^9$ В/см, что соответствует напряженности электрического поля на орбите электрона, находящегося в основном состоянии в атоме водорода.

2) В атомном поле электрон отрывается от атома и становится свободным за один оборот (так называемый кеплеров период) вокруг ядра (или атомного остова). В случае высоковозбужденного состояния это атомное поле будет значительно меньше, чем определенное согласно (1).

3) В переменном атомном поле ионизация происходит за один период изменения поля; численно это определение совпадает с (1) для основного состояния атома водорода при энергии фотона порядка одного ридберга.

4) Атомное поле — это поле, при котором максимум эффективного потенциального барьера, возникающего в результате сложения атомного потенциала и потенциала внешнего электромагнитного поля, опускается до уровня энергии связи электрона в атоме; в таких условиях электрон с точки зрения классической физики становится свободным. Для основного состояния атома водорода и малой частоты излучения напряженность поля при таком опре-

делении в 16 раз меньше, чем (1).

5) В атомном поле уширение уровней из-за фотоионизации составляет величину порядка расстояния до соседних уровней, так что дискретная структура уровней исчезает, а спектр имеет характер квазиконтинуума. Это определение применяется для высоковозбужденных состояний атомов.

Для основных состояний атомов и не слишком высоких частот излучения все эти определения дают не очень сильно различающиеся величины атомных полей. Поэтому то, что в различных работах используется различное определение атомного поля, не должно смущать читателя.

Термин "сверхатомное поле" означает поле, напряженность которого больше атомной напряженности.

Современная лазерная техника позволяет получать напряженности поля излучения, превышающие атомные напряженности, на различных частотах — от ближней инфракрасной области (CO_2 -лазер, $\hbar\omega \approx 0,1$ эВ) до ближайшей ультрафиолетовой области (экимерные лазеры, $\hbar\omega \approx 4 - 6$ эВ). Интенсивности сфокусированного излучения, полученные в ряде лабораторий к настоящему времени, достигают величины $I \sim 10^{18}$ Вт/см² (что соответствует напряженности электрического поля $F_a \sim 3 \cdot 10^{10}$ В/см). В ближайшее время можно ожидать, что предельная интенсивность излучения вырастет еще на один-два порядка величины. Можно ожидать также и существенного продвижения в область больших частот. Так, доклад одного из организаторов конференции, Р. Фримана (R. Freeman) был посвящен обсуждению возможностей получения высокоинтенсивного когерентного излучения ультравысоких частот с энергией фотона до 10 эВ и выше. Обсуждались различные направления решения этой задачи — генерация экстремально высоких гармоник ближнего ультрафиолетового и видимого лазерного излучения, использование ондуляторного излучения электронных пучков, зеркал для фокусировки рентгеновского излучения лазерной плазмы. Обоснована возможность получения интенсивностей больше 10^{13} Вт/см² для излучения ультравысоких частот.

Из сопоставления характеристик лазерного излучения с приведенной выше атомной напряженностью видно, что экспериментаторы могут реализовать сверхатомные поля, и есть возможность наблюдать и исследовать результат взаимодействия таких полей с атомами.

На первый взгляд может показаться, что предмет для исследований в таких условиях отсутствует. Согласно приведенным выше определениям атомного поля, казалось бы, следует, что в сверхатомном поле атом за атомное время (для основных состояний атомов это $\tau_a \sim 10^{-16}$ с) перестает существовать как связанная система, превращаясь в ядро (ион) и свободный электрон. В качестве конкретного примера можно привести общеизвестную зависимость вероятности фотоионизации атома от напряженности F внешнего электромагнитного поля, которая согласно золотому правилу Ферми имеет вид

$$w \sim |V|^2 \rho \sim F^2;$$

здесь V — матричный элемент связанно-свободного перехода, ρ — плотность конечных состояний. Видно, что по мере увеличения напряженности F внешнего поля вероятность ионизации увеличивается. Легко оценить, что при $F \sim F_a$ вероятность $w \sim 1/\tau_a$, где τ_a — уже упоминавшееся выше атомное время жизни.

Однако известны и простые качественные соображения, приводящие к

противоположному заключению. С точки зрения квантовой теории ионизация атома есть результат поглощения фотона связанным электроном. Хорошо известно, что свободный электрон не может поглотить фотон из-за невозможности выполнения законов сохранения энергии и импульса одновременно. Для реального поглощения фотона необходимо третье тело, роль которого играет ядро или атомный остов, с которым связан электрон кулоновскими силами. Но по мере увеличения напряженности внешнего поля связь электрона с ядром играет все меньшую роль, а при $F \gg F_a$ электрон можно считать практически свободным со всеми вытекающими из этого последствиями. В частности, картина ионизации атома имеет следующий вид: вероятность ионизации увеличивается при увеличении напряженности внешнего поля F в области, где $F < F_a$, и уменьшается при увеличении внешнего поля в области, где $F > F_a$. Максимум вероятности соответствует атомной напряженности поля $F \approx F_a$.

Эта качественная картина, давно и хорошо известная не только специалистам, с появлением лазеров привлекла к себе внимание теоретиков, а в последнее время в связи с прогрессом в области достижения сверхвысоких интенсивностей излучения, и экспериментаторов.

Первой теоретической работой, в которой было показано, что вероятность ионизации уменьшается по мере увеличения напряженности поля излучения в условиях, когда $F > F_a$, явилась работа [1]. Использовалось приближение Келдыша [2], согласно которому вычисляется переход между начальным невозмущенным состоянием атома и конечным состоянием в виде свободного электрона в поле электромагнитной волны. Соответственно, как и в других случаях, результаты применимы лишь к системе, связанной короткодействующим потенциалом. Взаимодействие атома с электромагнитным полем описывается, используя согласно работе [3] калибровку "скорости"

$$V(r, t) = \mathbf{p} \mathbf{A}(t)/c + A^2(t)/2c^2;$$

здесь $A(t)$ — векторный потенциал электромагнитного поля, $\mathbf{p}$ — импульс электрона. Далее используется атомная система единиц, в которой $m_e = e = \hbar = 1$. В результате для вероятности ионизации w в единицу времени получается следующее выражение

$$w \sim (F_a/F) \ln(F_a/F). \quad (2)$$

Из него видно, что эта вероятность уменьшается при увеличении поля при $F > F_a$. Качественно аналогичные результаты получены и в ряде других работ (см., например, [4]).

Таким образом, предсказан эффект стабилизации квантовой системы с короткодействующим потенциалом по отношению к процессу ионизации при напряженности поля больше атомной напряженности.

Работы нескольких последних лет показали, что эффект стабилизации должен иметь место и для атомов, т.е. систем с далекодействующим потенциалом. Основные результаты получены в трех различных направлениях исследования — при численных квантовомеханических расчетах для ионизации из основного состояния атома водорода, при аналитических расчетах для ионизации из ридберговских состояний атомов, при численных расчетах в рамках классической механики.

Обратимся сначала к численным квантовомеханическим расчетам, т.е. к

численным расчетам, исходя из решения временного уравнения Шрёдингера.

Основной прогресс, достигнутый в последнее время, связан с использованием так называемых координат Крамерса и преобразования Крамерса—Хеннебергера (обобщенно часто используется термин *метод Крамерса—Хеннебергера*).

Система координат Крамерса [5] представляет собой неинерциальную систему координат, в которой все координаты сдвинуты относительно координат лабораторной системы на переменную во времени величину $a \cos \omega t$, где ω — частота внешнего электромагнитного поля, $a = F/\omega^2$ — амплитуда колебаний электрона в этом поле.

Метод Крамерса—Хеннебергера [6] состоит в использовании координат Крамерса, в системе которых распределение вероятности нахождения электрона в первом приближении (при достаточно большой частоте ω) является стационарным. При этом обычное временное уравнение Шрёдингера

$$i d\Psi/dt = [-(1/2)\Delta + U(r) + V(r, t)]\Psi(r, t), \quad (3)$$

в котором $U(r)$ — потенциал взаимодействия электрона с атомным остовом, а $V(r, t)$ — с электромагнитным полем, и $\Psi(r, t)$ — волновая функция, переходит в уравнение

$$i d\Psi'/dt = [-(1/2)\Delta + U(r')] \Psi'(r, t), \quad (4)$$

где

$$r' = r - a \cos \omega t;$$

здесь Ψ' — волновая функция системы в системе координат Крамерса; она связана с Ψ простым калибровочным преобразованием.

При большой напряженности внешнего поля в первом приближении можно ограничиться средним значением потенциальной энергии $\langle U(r') \rangle$ за период поля, что является важным упрощением. С точки зрения теоремы Флоке [7] такое приближение означает учет в разложении волновой функции в ряд Фурье только одного нулевого слагаемого.

Таким образом, при использовании приближения $a \gg 1$ (и высокой частоты поля ω) уровни энергии определяются из стационарного уравнения Шрёдингера

$$[-(1/2)\Delta + \langle U(r') \rangle] \Psi' = E \Psi' \quad (5)$$

(они, разумеется, сильно отличаются от исходных уровней энергии атома в отсутствие поля).

Этим методом выполнено много расчетов. В качестве примера приведем работу [8], в которой рассматривался атом водорода в сверхатомном линейно-поляризованном поле ($I \sim 10^{17}$ Вт/см², $F \sim 10^{10}$ В/см, $\hbar\omega = 6,4$ эВ). Отметим, что это вполне реальные параметры для современных лазеров. Из зависимости энергии основного состояния во внешнем поле от амплитуды осцилляции электрона во внешнем поле a следует, что при $F > F_a$ электрон в атоме остается в связанном состоянии, хотя энергия связи непрерывно уменьшается с ростом a .

Интересно отметить, что расчет [8] указывает на возникновение вытягивания атома водорода вдоль направления вектора электрического поля электромагнитной волны (при ее линейной поляризации) и так называемого явления "дихотомии" — пространственной локализации волновой функции

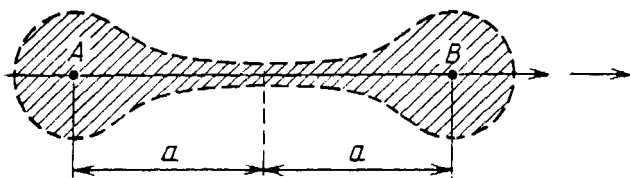


Рис. 1. Облако вероятности в линейно-поляризованном вдоль оси сверхатомном поле. A и B — классические точки поворота, a — амплитуда осцилляции электрона в поле

электрона вблизи двух классических точек поворота в сверхатомном поле: $z = \pm a$. Здесь ось Z направлена вдоль вектора электрического поля. Электронное облако вероятности нахождения электрона качественно показано на рис. 1.

В докладе Бёрнетта, Риды и Найта (K. Burnett, V.C. Reed, P.L. Knight) метод Крамерса—

Хеннебергера использовался для исследования генерации гармоник в сверхатомном поле на примере модельного двухмерного атома. В докладе Понта (M. Pont) этот же метод применялся для определения вероятности многофотонной ионизации атома водорода в высокочастотном электромагнитном поле. Стабилизация атома в сверхатомном поле трактуется как деструктивная интерференция расходящихся электронных волн.

Приближение Келдыша было использовано в докладе Риса (H.R. Reiss) для того, чтобы показать, что стабилизация атомов в сверхатомных полях весьма сильно зависит от характера поляризации излучения при заданной интенсивности; кроме того, при уменьшении частоты начинает сказываться динамический сдвиг Штарка границы континуума, улучшающий стабилизацию.

К аналогичному выводу о роли динамического эффекта Штарка, но в рамках метода Крамерса—Хеннебергера, приходит в своем докладе Су (Q. Su) на примере длиннодействующего модельного потенциала атомного остова.

В сверхатомном поле начинают сказываться релятивистские эффекты, так как колебательная энергия электрона в поле становится сравнимой с энергией покоя электрона. Общий релятивистский подход к ионизации атома в рамках приближения Келдыша был развит в работе [9]. На конференции этому был посвящен доклад Крстича (P.S. Krstić). В релятивистском случае нельзя ограничиваться дипольным приближением при описании взаимодействия атома с внешним электромагнитным полем. Таким образом, существенно изменяются правила отбора при атомных переходах. В частности, исчезает явление дихотомии, указанное выше, так как на электрон существенно влияет не только электрическое, но и магнитное поле электромагнитной волны.

В целом можно сделать уверенный вывод о стабилизации основных состояний атомов в сверхатомных полях ($a \gg 1$) при частотах $\omega \gg 1$. Более слабая стабилизация следует из аналогичных расчетов при частоте излучения ω , меньшей энергии связи электрона в атоме.

Если теперь обратиться к исследованиям в рамках классической механики, то они находятся в начальной стадии. Известны лишь работы [10, 11], выполненные в самое последнее время.

Расчет в данном случае состоит в решении трехмерного уравнения Ньютона

$$\ddot{\mathbf{r}} = (\mathbf{r}/r^3) + \mathbf{F} \cos(\omega t + \varphi), \quad (6)$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, характеризующий положение электрона в атоме водорода при различных значениях параметров, характеризующих сверхатомное электромагнитное поле, и различных начальных условиях, например, значения фазы φ в момент включения внешнего поля. Результаты получаются

при статистическом анализе большого числа классических траекторий электрона.

В представленном на конференции докладе польских физиков (М. Gaida, J. Grochmalicki, M. Lewenstein, K. Rzazewski) обсуждались результаты расчета для основного состояния атома водорода при $F = 2F_a$ и частоте поля, изменяющейся в диапазоне $\omega = 1 - 40$ а.е. При $\omega = 40$ а.е. обнаружен эффект стабилизации атома — все 100% траекторий характеризовались временами жизни $\tau > 0,5\tau_a$ (τ_a — кеплеров период обращения электрона вокруг ядра).

Тому же кругу вопросов был посвящен и доклад А.Л. Нефедова, из которого следует, что во внешнем переменном поле с частотой $\omega \gg 1$ стабильные траектории возникают лишь при большой напряженности поля, когда велика амплитуда a осцилляции электрона. В отличие от квантовых расчетов, где стабилизация имела место при $a \gg 1$, в классическом случае рассматривался диапазон $F^{-1/2} \ll a \ll 1$, где F — амплитуда напряженности электрического поля излучения ($F \gg 1$ для сверхатомного поля). Величина $F^{-1/2}$ есть не что иное как размер области около ядра, где кулоновское поле больше внешнего поля, и где только и может реально произойти ионизация. Так как $a \ll 1$, то электрон в среднем движется по кеплеровой орбите с "мелкой дрожью" около нее (рис. 2). Более точное условие на напряженность поля F имеет вид: $F \gg \omega^{4/3}$ — оно следует из неравенства $a = F/\omega^2 \gg F^{-1/2}$.

В таких условиях электрон при трехмерном движении обходит кулоновскую область около ядра с размерами порядка $F^{-1/2} \ll 1$, где только и может произойти ионизация за счет взаимодействия электрона с третьим телом — ядром (см. рис. 2). Обнаружено, что более 50% траекторий характеризуются временами жизни $\tau > 2\tau_a$, где τ_a — как и выше, кеплеров период обращения. В докладе детально классифицируются различные режимы взаимодействия атома с внешним полем (см. также [11]). Этот анализ показывает, что основные выводы работ [10] и [11] согласуются друг с другом. Имеется также согласие с результатами квантовых расчетов [12, 13], в которых задавались аналогичные начальные условия.

Таким образом, можно утверждать, что численные расчеты, выполненные в рамках классической механики, также предсказывают, что в сверхатомных полях высокой частоты имеет место стабилизация атома по отношению к процессу ионизации.

Обратимся, наконец, к ридберговским атомам. Как и в других случаях, это благоприятный объект для исследований стабилизации, так как можно использовать квазиклассическое приближение и получать результаты в аналитическом виде. Отметим также, что при экспериментальном исследовании

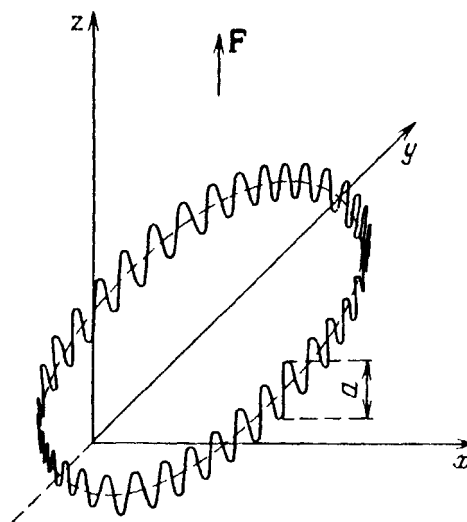


Рис. 2. Траектория классического движения электрона вокруг ядра (в начале координат) в переменном поле. a — амплитуда осцилляции электрона в поле

ионизации ридберговских атомов требуются поля, гораздо меньшие по напряженности, чем в случае атомов, находящихся в основном состоянии. Действительно, атомное поле для ридберговского состояния атома с главным квантовым числом n имеет порядок величины $F_a(n) = F_a n^{-4}$. Такие поля для больших значений n легко реализуются даже со "старой" лазерной техникой. Однако при использовании лазерного излучения речь идет об относительно очень больших частотах внешнего поля ($\hbar\omega \gtrsim E_n$). Так, частота наиболее длинноволнового CO_2 -лазера ($\hbar\omega \approx 0,1$ эВ) примерно соответствует энергии связи ридберговского атома с главным квантовым числом $n = 12$. Более длинноволновое излучение можно получить, лишь используя более сложную технику СВЧ-генераторов.

Реальность таких экспериментов видна из работ группы Коча (Р. Koch) (см., например, [14]). В его докладе на конференции излагались результаты экспериментов по микроволновой ионизации атома водорода в состояниях с главными квантовыми числами $n = 24 - 90$. Напряженность поля составляла от 1 до 10^3 В/см, а частота — от нескольких единиц до нескольких десятков ГГц, т.е. порядка кеплеровой частоты для указанных состояний. Для определенных значений частоты (например, 1,3 от кеплеровой частоты) экспериментально обнаружена локальная стабильность ридберговских состояний. Она подтверждается и теоретическими расчетами вероятности ионизации в полях указанной напряженности и частоты.

Теоретическое исследование динамики ридберговского атома при вариации напряженности внешнего электромагнитного поля в области около $F \sim F_a(n)$ проводилось в ряде работ, из которых наиболее существенны результаты, полученные в цикле работ М.В. Федорова с сотрудниками [15]. Электрон, поглотив фотон частоты $\omega > E_n/\hbar$, где E_n — энергия связи электрона в ридберговском атоме, не улетает на бесконечность, а вынужденно испускает фотон той же частоты ω и возвращается в область спектра ридберговских состояний. Такой процесс поглощения и испускания фотонов происходит много раз. Полная вероятность такого процесса вычислена с учетом интерференции амплитуд перехода, которая является деструктивной. Таким образом, полная вероятность ионизации оказывается гораздо меньше, чем вероятность перехода электрона в непрерывный спектр (ионизации) при $F < F_a(n)$. Итак, возникает стабилизация ридберговского атома при $F > F_a(n)$. На рис. 3 показана зависимость времени жизни τ_n ридберговского атома от напряженности F поля, следующая из расчетов работы [15]. При $F \gg F_a(n)$ время жизни линейно растет с увеличением напряженности F .

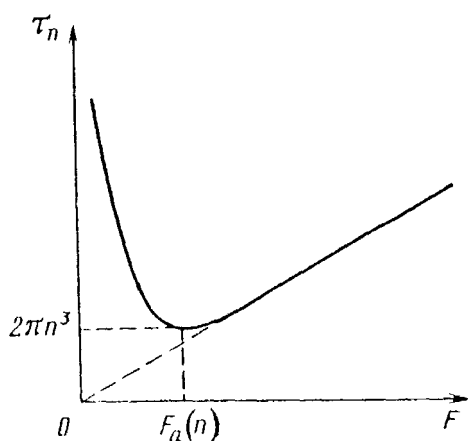


Рис. 3. Зависимость времени жизни τ_n ридберговского состояния с главным квантовым числом n по отношению к процессу фотоионизации от напряженности внешнего поля F . $F_a(n)$ — напряженность атомного поля для данного состояния n

При $F > F_a(n)$ время жизни линейно растет с увеличением напряженности F .

Доклад, представленный М.В. Федоровым на конференции, развивает эту модель, используя язык волновых пакетов. Обращается внимание на роль ди-

намических многофотонных резонансов, возникающих между основным и ридберговскими состояниями в сильном поле вследствие динамического эффекта Штарка, различного в разных точках пространственно-временного распределения интенсивности излучения в области взаимодействия с атомами.

Этим же вопросам был посвящен и доклад Баксбаума и Джонса (P. Bucksbaum, R. Jones). Особое внимание уделялось вопросу о времени, когда $F = F_a(n)$ в процессе развития лазерного импульса во времени, так как именно в этот момент времени вероятность ионизации достигает максимального значения — характерной атомной величины.

После конференции эти же авторы сообщили о проведении ими [18] первого эксперимента по наблюдению стабилизации атома бария в ридберговских состояниях с главными квантовыми числами $n \geq 25$ в поле излучения третьей гармоники лазера на стекле с неодимом (длина волны $\lambda = 335$ нм). Пучок атомов бария, находящихся в основном состоянии, облучался двумя лазерами на красителе, переводящих эти атомы в ридберговские состояния. Далее эти атомы попадали в область пространства, где реализовывалось постоянное электрическое поле с напряженностью порядка нескольких сотен В/см. В этом поле возникало линейное штарковское расщепление уровней. Амплитуда поля была достаточно велика для осуществления квазипересечений штарковских компонент соседних ридберговских уровней. В области квазипересечений расстояние между этими компонентами было существенно меньше энергетического расстояния n^{-3} между невозмущенными ридберговскими соседними уровнями, что облегчало их перемешивание через континуум полем третьей гармоники лазера на стекле с неодимом. Было обнаружено увеличение времени жизни этих ридберговских уровней (уменьшение выхода ионов бария) при увеличении напряженности поля лазерного излучения больше атомной напряженности $F_a(n)$.

Проводились дополнительные эксперименты, подтверждающие факт уменьшения вероятности однофотонной ионизации из ридберговских состояний при напряженности поля выше атомной.

Таким образом, результаты этого первого эксперимента подтверждают теоретические предсказания об интерференционной стабилизации ридберговских состояний атомов в сверхатомном поле лазерного излучения.

Наконец, к рассматриваемому кругу вопросов относится и проблема гигантских штарковских сдвигов в переменном поле. Следуя теории возмущений, при $\omega > E_n$ сдвиг уровня с главным квантовым числом n определяется колебательной энергией свободного электрона в поле волны (взятой для определенности линейно поляризованной):

$$E_{\text{osc}} = F^2/4\omega^2.$$

Очевидно, что при большой напряженности поля F и малой частоте ω сдвиг может быть очень велик. В современных экспериментах наблюдаются сдвиги возбужденных атомных состояний на величину в несколько электрон-вольт, что сравнимо с энергией связи этих состояний в отсутствие внешнего поля (см., например, [16]). Принимая во внимание эффект стабилизации ридберговского атома и большие штарковские сдвиги в переменном поле, недавно была обоснована возможность существования нового квазистационарного состояния атома во внешнем переменном поле, время жизни которого $\tau \gg \tau_n$, а энергия связи ридберговских состояний $E_n(F) \gg E_n$ [17]. Здесь

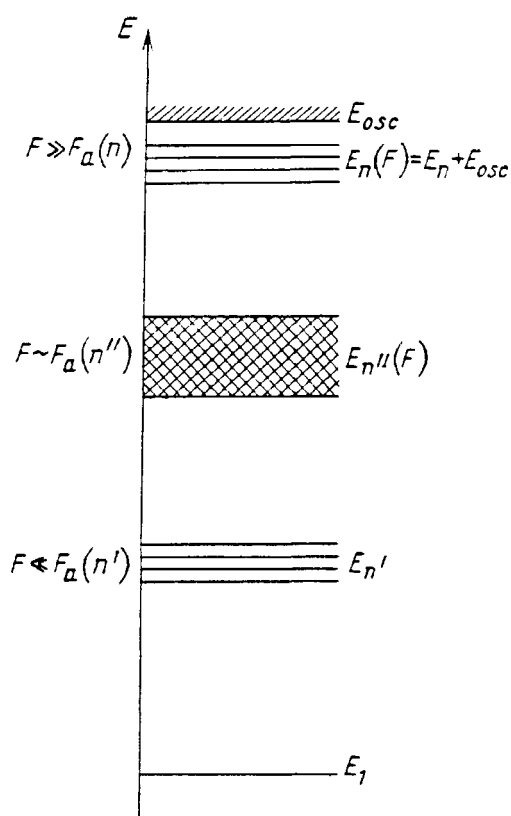


Рис. 4. Спектр штарковского атома во внешнем переменном поле. Заштрихованы ридберговские уровни, для которых возникает квазиконтинуум. E_1 — энергии основного состояния в невозмущенном атоме (потенциал ионизации)

новению квазиконтинуума в этой части спектра (рис. 4).

На конференции были представлены также стендовые доклады, комментировать которые здесь нет возможности, исходя из объема статьи. Среди стендовых сообщений отметим работу Беккера, Лонга и Мак-Ивера (W. Becker, S. Long, J. McIver), посвященную расчетам электронных спектров при отрыве из короткодействующего потенциала сверхатомным полем; экспериментальную работу группы Танга (C.Y. Tang) по многофотонному фотоотрыву электрона от отрицательного иона водорода — наблюдалось существенное отклонение от предсказаний многофотонной теории возмущений вследствие штарковского повышения порога ионизации, о котором говорилось выше; расчетную работу В.П. Крайнова о поведении двухуровневой системы в сверхатомном поле с явлениями коллапса и возрождения инверсии заселенности вследствие квантованного характера электромагнитного поля; в работе Ритчи, Боудена, Петеля и Санга (A. Ritchie, C. Bowden, S. Pethel, C. Sung) сравнивались расчеты ионизации основного состояния атома водорода по классической и квантовой теории друг с другом: показано, что эффект стабилизации весьма чувствителен к изменению вида атомного потенциала. Численные расчеты ионизации ридберговских состояний атомов излагались в работе Мейерхофера, Огста, Федорова и Питросса (D.D. Meyerhofer, S. Augst, M.V. Fedorov, J. Peatross), Они подтверждают отмеченный выше эффект ста-

$\tau_n = 2\pi n^3$ и $E_n = 1/2n^2$ (в атомных единицах). Такое состояние было названо *штарковским атомом*.

В докладе Н.Б. Делоне, посвященном штарковскому атому, был обоснован критерий, определяющий предельную величину возмущения, которую можно интерпретировать как штарковский сдвиг уровней. Он имеет вид $a < r_n$, где $a = F/\omega^2$ — амплитуда осцилляции электрона в поле электромагнитной волны, а $r_n \sim n^2$ — радиус невозмущенной кеплеровской орбиты. Из этого критерия, задаваясь частотой внешнего поля, можно получить оценку предельной величины напряженности и сдвига уровней. Так как предполагается, что частота внешнего поля $\omega \sim E_n/\hbar \ll E_1/\hbar$, где E_1 — энергия связи основного состояния, то возмущение во внешнем поле основного и первых возбужденных состояний весьма мало. Также мало уширение и сдвинутых на E_{osc} ридберговских уровней из-за эффекта стабилизации. Между тем, в середине спектра всегда имеется область значений n , для которых внешнее поле равно атомному ($F = F_a(n)$); соответственно их ионизационное уширение имеет порядок величины расстояния между уровнями, что эквивалентно возник-

билизации, следующий из аналитических оценок. Наконец, в работе Пиро, Хьюэнса и Найта (B. Piraux, E. Huens, P. Knight) показано, что стабилизация атомов может быть обязана также образованию волновых пакетов в процессе возбуждения атомов; эти пакеты пространственно локализованы далеко от атомного остова — тем самым ослабляется реальное поглощение фотонов электромагнитного излучения.

Среди приглашенных и стендовых докладов был ряд сообщений, относящихся к взаимодействию атома с электромагнитным полем при $F < F_a$. Мы не будем здесь их комментировать, исходя из желания сосредоточить внимание читателя на проблемах сверхатомных полей. Таким образом, резюмируя как работы последних лет, так и, в особенности, обсуждения на данной конференции, можно сделать вывод, что вопреки традиционной точке зрения, есть качественное отличие переменного поля от постоянного электрического поля. В переменном электромагнитном поле наличие частоты носит стабилизирующий характер. Имеется широкий диапазон условий, когда атом, находящийся в основном или возбужденном состояниях, может существовать как связанная система в течение времени, значительно превышающего атомное время при напряженности поля, превышающей атомную напряженность. Как уже говорилось выше, первый эксперимент с ридберговскими атомами [18] показал факт их стабилизации в сверхатомном поле. Очевидно, что для детального исследования этого эффекта необходимо продолжать и развивать эти эксперименты. С другой стороны, в основе теоретических предсказаний о стабилизации основных состояний в сверхатомном поле лежит другой механизм, о котором речь шла выше. Очевидный интерес представляет проведение экспериментов и с атомами, находящимися в основном состоянии.

Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Pert C.J.*// J. Phys. B. 1975. V. 8. P. L173.
2. *Келдыш Л.В.*//ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1945.
3. *Reiss H.R.*// Phys. Rev. A. 1980. V. 22. P. 1786.
4. *Mittleman M.H.* Introduction to the Theory of Laser-Atom Interactions. — New York: Plenum Press, 1982.
5. *Kramers H.A.*//Collected Papers. — Amsterdam: North-Holland, 1956. P. 262.
6. *Henneberger W.C.*//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 838.
7. *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* Атом в сильном световом поле. Изд. 2-е. — М.: Энергоатомиздат, 1984 — П. 1.3,4.
8. *Pont M., Walet N.R., Gavrila M., McCurdy C.W.*//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 939.
9. *Reiss H.R.*// J Opt. Soc. Am. B. 1990. V. 7. P. 574.
10. *Grochmalicki J., Lewenstein M., Rzazewski K.*//Abstracts of V Intern. Conference on Multiphoton Processes. — Paris: CIUDP, 1990. — P. 106.
- [11] *Нефедов А.Л.*//ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 1780.
12. *Dörr M., Potvliege R., Shakeshaft R.*// Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2003.
13. *Kulander C., Schafer K., Krause J.*//Proc. of V Intern. Conference on Multiphoton Processes. — Paris: CEA, 1991. — P. 119.
14. *Bayfield J.E., Koch P.M.*//Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 258.
15. *Fedorov M.V., Movsesian A.M.*// J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. P. 928.
16. *Agostini P., Berger P., L'Huillier A. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 2208.
17. *Delone N.B., Ivanov M. Yu., Nefedov A.L.*//[13]. — P. 7.
18. *Jones R.R., Bucksbaum P.H.*//Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67 (in press).

Статья поступила 2.08.91 г.