

УДК 621.378.4

Н. Б. ДЕЛОНЕ, В. П. КРАЙНОВ и Д. Л. ШЕПЕЛЯНСКИЙ

НЕЛИНЕЙНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

Введение

Нелинейное взаимодействие электромагнитного поля с атомом, находящимся в основном и низколежащих возбужденных состояниях, изучено достаточно детально [1, 2, 3]. Между тем тот случай, когда атом находится в высоковозбужденном состоянии, привлек внимание экспериментаторов и теоретиков лишь в последнее время.

Основные свойства высоковозбужденных атомов достаточно хорошо известны [4]. По определению высоковозбужденным называется атомное состояние, главное квантовое число которого $n \gg 1$. Энергии высоковозбужденных состояний описываются соотношением $E_n = -1/2n^{-2}$ (здесь и далее используется атомная система единиц с $e = \hbar = m = 1$). Расстояние между высоковозбужденными состояниями $\Delta E = E_n - E_{n+1} = n^{-3} = \Omega$, где Ω — кеплерова частота вращения электрона в классическом атоме. Отметим, что нас будут интересовать в основном сильные внешние поля $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_a \approx 1/10n^{-4}$, где \mathcal{E}_a — атомное поле для состояния с главным квантовым числом n .

Высоковозбужденный атом не является существенно квантовым объектом и для его описания в рамках квантовой механики можно использовать квазиклассическое (адиабатическое) приближение [5] или использовать не квантовую, а классическую механику. Именно эти обстоятельства и приводят к тому, что хорошо известные нелинейные эффекты для атомов в основном состоянии — динамическая поляризуемость, многофотонная ионизация, туннельная ионизация — приобретают в случае высоковозбужденных атомов новые качественные и количественные черты. Кроме того, для высоковозбужденных атомов возникают и новые явления, имеющие существенно классический характер, а потому не имеющие аналога в случае атомов, находящихся в основном и первых возбужденных состояниях.

1. Квантовые эффекты

Мы используем этот термин для тех эффектов, в которых атом описывается в рамках квантовой механики, а излучение — на классическом языке. Этот стандартный подход обычно именуется полуклассическим. В данном случае мы используем термин квантовые эффекты, чтобы выделить эти эффекты из тех, в которых высоковозбужденный атом проявляет себя как существенно классическая система.

А. Матричные элементы для переходов между высоковозбужденными состояниями

Известно, что многофотонные эффекты, имеющие место в условиях, когда параметр адиабатичности γ ([6], см. также [1]) равен

$$\frac{\omega \sqrt{2E_n}}{\mathcal{E}} = \frac{\omega}{n\mathcal{E}} \gg 1, \text{ описываются в рамках нестационарной теории возмущения}$$

ний [1, 2]. При этом основной задачей является вычисление составного матричного элемента K -го порядка $V^{(K)}$ (где K — степень нелинейности данного процесса, т. е. число поглощаемых фотонов), в свою очередь зависящего от радиальных дипольных матричных элементов. Для сложных атомов, находящихся в основном или первых возбужденных состояниях, матричный элемент $V^{(K)}$ может быть вычислен лишь численно [2, 3].

В случае высоковозбужденных состояний возникает существенное упрощение, связанное с тем, что для радиального дипольного матричного

элемента $R_{n'l}^{n'l+1}$, описывающего вероятности переходов между состояниями $n'l$, $n'l+1$ (где l — орбитальное квантовое число), можно получить различные простые приближенные аналитические выражения. В настоящее время имеется достаточно полная информация о матричных элементах переходов между высоковозбужденными состояниями [7, 8], позволяющая аналитически описать интересующие нас нелинейные явления.

Б. Динамическая поляризуемость высоковозбужденных состояний

На первый взгляд может показаться, что ввиду водородоподобности высоковозбужденных состояний речь должна идти об эффекте $\sim \mathcal{E}$, эквивалентном линейному Штарковскому сдвигу в постоянном поле. Однако на самом деле возмущение уровней атома водорода в переменном поле носит более сложный характер ([9], см. также [1, 10]) и в зависимости от E_n , \mathcal{E} и ω может доминировать как линейный ($\sim \mathcal{E}$), так и квадратичный ($\sim \mathcal{E}^2$) эффект. В работе [11] показано, что в случае, когда $n \gg 1$, линейным эффектом можно пренебречь при выполнении условия $\frac{n^2 \mathcal{E}}{\omega} \ll 1$,

которое для частот $\omega \sim n^{-3}$ переходит в условие $\mathcal{E} \ll n^{-5}$. Таким образом видно, что в интересующих нас сильных полях, когда $\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_a$, следует принимать во внимание лишь квадратичный по полю эффект, т. е. так называемую динамическую поляризуемость атома α_{nlm} , определяющую сдвиг атомного уровня, $\delta E_{nlm} = -1/4 \alpha_{nlm} \mathcal{E}^2$.

В общем случае известно [1, 2] соотношение для α_{nlm} , справедливое в нерезонансной ситуации, когда $\omega \neq \omega_{nn'}$. В отличие от основных и низковозбужденных состояний, когда величину поляризуемости можно вычислить лишь численными методами с использованием ЭВМ, в случае высоковозбужденных состояний можно получить аналитические выражения для динамической поляризуемости [11], используя квазиклассические матричные элементы, приведенные в [8]. В простейшем случае $l=m=0$ она имеет вид

$$\alpha_{n00} = \frac{2}{3} n^6 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{7k^2 - (\omega n^3)^2}{[k^2 - (\omega n^3)^2]^2} |J_k'(k)|^2. \quad (1)$$

Из (1) видно, что зависимость α от частоты в случае высоковозбужденных состояний качественно отлична от известной зависимости для основного и низковозбужденных состояний [1, 2], когда α изменяет знак при прохождении резонанса. Величина (1) в окрестности каждого резонанса обращается в ∞ , не изменяя знака. Это отличие обусловлено тем обстоятельством, что для каждого высоковозбужденного состояния n накладываются резонансы с близлежащими состояниями, для которых $|\Delta n|$ одинаково (с точностью до ангармонизма высоковозбужденных состояний). По той же причине в межрезонансном промежутке α может не обращаться в нуль или обращаться в нуль дважды, но не один раз, как в случае поляризуемости основных и низколежащих состояний.

В статическом пределе $\omega n^3 \ll 1$ из (7) видно, что $\alpha > 0$. Это согласуется с известным утверждением, что термы атома водорода из-за квадратичного эффекта Штарка в постоянном поле всегда смещаются вниз. Из (1) видно, что в высокочастотном предельном случае $\omega n^3 \gg 1$ $\alpha < 0$; асимпто-

тическое значение $\alpha_{n00}(\infty) = -1/2 \omega^{-2}$, т. е. изменение энергии при этом соответствует колебательной энергии свободного электрона в поле волны. Можно также показать, что при напряженности поля $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_0$ справедливо ограничение первым членом разложения динамической поляризуемости по внешнему полю.

В. Многофотонная ионизация высоковозбужденных атомов

Все основные соотношения, описывающие вероятность прямого процесса многофотонной ионизации атомов из основного состояния [1, 2], сохраняются в случае ионизации из высоковозбужденного состояния. Для вероятности ионизации из состояния n справедливо обычное степенное соотношение $w_n = \alpha_n^{-1}(\omega, \rho) \mathcal{E}^{2K_0}$, в котором ρ — поляризация внешнего поля, K_0 — число квантов, поглощение которых необходимо для выполнения закона сохранения энергии. Специфика многофотонной ионизации из состояний с $n \gg 1$ заключается в возможности записать выражение для многофотонного сечения в аналитическом виде ввиду наличия аналитических выражений для квазиклассических матричных элементов [8] и энергетических знаменателей.

Наиболее прост для анализа случай двухфотонной ионизации. Аналитические выражения для вероятности ионизации в этом случае получены в работах [12, 13]. Для ионизации из S -состояния в общем случае $\alpha_n^{-2} \approx \text{const } n^{10}$. При этом в межрезонансных промежутках вероятность ионизации определяется в основном теми промежуточными состояниями, которые расположены на равном расстоянии от начального и конечного состояний, а их орбитальные квантовые числа l малы по сравнению с главными квантовыми числами. В случае малой расстройки частоты внешнего поля с частотой какого-либо перехода будет доминировать соответствующее квазирезонансное слагаемое. При переходе к более высоким порядкам теории возмущений принципиальных трудностей не возникает, однако получение окончательных выражений связано с преодолением значительных вычислительных трудностей [12].

Величина критической напряженности поля, при которой становятся сравними вероятности K - и $K+1$ -фотонного процессов (перестает быть справедливой теория возмущений), равна [14]

$$\mathcal{E}_{\text{крит}} \approx \frac{1}{7} n^{-4}, \quad \omega = n^{-3}, \quad (2)$$

т. е. практически совпадает с величиной \mathcal{E}_0 атомного поля для состояний n .

Г. Туннельная ионизация высоковозбужденных атомов

Согласно общей теории нелинейной ионизации [6], в условиях, когда параметр адиабатичности $\gamma \ll 1$, имеет место туннельный эффект в переменном внешнем поле. Так как нас интересуют поля $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_0 \sim n^{-4}$, то частоты, при которых реализуется туннельный эффект, имеют величину $\omega \ll \Omega$. При таких частотах происходит туннелирование электрона через медленно изменяющийся во времени барьер и задача сводится к определению вероятности туннелирования в единицу времени.

Выражение, описывающее вероятность туннельной ионизации из основного состояния атома водорода в переменном поле, получаемое путем усреднения вероятности туннелирования в постоянном поле по периоду действия внешнего поля, хорошо известно ([15], см. также [1]). Аналогично можно получить выражение для туннелирования из состояний с $n \gg 1$, исходя из соответствующих выражений для постоянного поля [16, 17]. Так, для состояний, характеризующегося параболическими квантовыми числами $n_1 < n_2$, вероятность туннелирования в переменном поле равна

$$w_{\text{тун}} = \sqrt{\frac{3\mathcal{E}}{\pi n^3}} \left(\frac{4}{n^3 \mathcal{E}} \right)^{n-n_1+n_2} \frac{1}{2n_2!(n-n_1-1)!} \exp \left[-\frac{2}{3\mathcal{E} n^3} + 3(n_1 - n_2) \right]. \quad (3)$$

Следует обратить внимание на очень большой преэкспоненциальный множитель в этом выражении.

В работе [18] было показано, что выражение (3) справедливо лишь при выполнении условия $\gamma^2 n = \frac{\omega^2}{n\mathcal{E}^2} \ll 1$. Если это условие не выполнено,

то надо учесть расщепление исходного состояния во внешнем поле на квазиэнергетические уровни и вычислить вероятность туннелирования из различных уровней: соответствующие формулы получены в работе [18].

2. Квазиклассические эффекты

Рассмотрим другой механизм ионизации высоковозбужденного атома, обусловленный возникновением стохастической неустойчивости классического электрона. В поле достаточно сильной, строго монохроматической волны нелинейные колебания электрона становятся стохастическими, что приводит к диффузии электрона по спектру связанных состояний в непрерывный спектр, т. е. к ионизации атома. Следует подчеркнуть, что стохастичность возникает не за счет случайного характера внешних сил, а за счет нелинейности классических уравнений движения электрона вокруг ядра.

А. Определение критического поля \mathcal{E}_c для стохастической неустойчивости атомного электрона

Для определения величины \mathcal{E}_c рассмотрим случай совершенно вытянутых орбит с эксцентриситетом $e=1$. При этом будем считать вектор напряженности электрического поля параллельным линии орбиты электрона. Тогда гамильтониан системы имеет вид

$$H = -\frac{1}{2n^2} + \mathcal{E}n^2 \cos \omega t \left(-\frac{3}{2} + 2 \sum_{k=1}^{\infty} X_k \cos k\lambda \right), \quad (4)$$

где $X_k = \frac{1}{k} J_k'(ke)$ — компоненты Фурье дипольного момента электрона

[19]. В (4) n, λ — сопряженные друг другу переменные действие — угол. Гамильтониан (4) представляет собой сумму невозмущенной энергии электрона и дипольного взаимодействия внешнего поля с атомным электроном. Наиболее сильное возмущение величины n внешнее поле вызывает в том случае, когда его частота ω резонансна с кеплеровой частотой движения атомного электрона $\Omega = n^{-3}$. Условие резонанса $\omega = k\Omega_k = kn_k^{-3}$ определяет резонансные значения n_k . Оставляя в гамильтониане только резонансный член, в приближении маятника получаем полуширину сепаратрисы нелинейного резонанса по частоте [20] $\Delta\omega_k = \frac{2}{n} (3\mathcal{E}X_k)^{1/2}$; опре-

деляющую характерные частоты пульсаций электрона во внешнем поле на фоне невозмущенной частоты обращения Ω_k . Введем параметр s , характеризующий степень перекрытия соседних резонансов $s = \frac{\Delta\omega_k - \Delta\omega_{k+1}}{\Omega_k - \Omega_{k+1}}$.

При $s \ll 1$ влиянием соседних резонансов можно пренебречь. Значение $s=1$ соответствует касанию сепаратрис невозмущенных резонансов. Согласно результатам работы [20], траектория начинает случайно переходить из одного резонанса в другой при выполнении условия $2,5s^2 = \mathcal{E}/\mathcal{E}_c > 1$.

Используя условие резонанса $\omega = k\Omega_k$, получаем величину критического поля для основного резонанса ($k=1$) и $l=0$:

$$\mathcal{E}_c \approx \frac{1}{84} n^{-4}. \quad (5)$$

При $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$ происходит перекрытие ближайших резонансов. Резонансы, лежащие выше по n , соответствуют большим значениям k и тем более

перекрываются, в результате чего электрон, блуждая по состояниям с различными n , может выйти в непрерывный спектр [21].

Интересно отметить, что стохастизация движения электрона может происходить и в низкочастотных полях при $\omega n^3 \ll 1$ [22], где

$$\mathcal{E}_c \approx \frac{1}{2} (\omega n^3)^{1/2} n^{-4} \ll n^{-4}. \quad (6)$$

Таким образом, при поле $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$ электрон начинает переходить из одного резонанса в другой, его траектория носит случайный характер, для описания перехода электрона по спектру связанных состояний применимы законы математической статистики [20, 23]. Как качественный характер движения электрона, так и величина \mathcal{E}_c , даваемая соотношением (5), хорошо подтверждаются результатами численных экспериментов [24].

Б. Диффузионная ионизация

При описании временной эволюции электрона существенным является то обстоятельство, что можно выделить два характерных масштаба времени: время стохастизации τ_c и время движения электрона по резонансам τ_d . Так как $\tau_c \ll \tau_d$, то эволюция функции распределения $f(n, t)$ описывается обычным уравнением диффузии $\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n} \left(D_n \frac{\partial f}{\partial n} \right)$. Коэффициент

диффузии D_n зависит от n , так что уравнение диффузии описывает нелинейный диффузионный процесс ионизации.

Следует отметить качественное отличие нелинейной диффузионной ионизации от многофотонной ионизации. При диффузии по спектру энергии электрона постепенно возрастает за время τ_d . Поэтому через время $t < \tau_d$ вероятность диффузионной ионизации будет строго равняться нулю, так как классический электрон еще не успевает набрать необходимой энергии. Между тем при квантовом рассмотрении задачи ионизации через любое время t есть конечная, отличная от нуля вероятность ионизации.

Основной задачей теории при описании диффузионной ионизации является вычисление коэффициента диффузии D_n . Вычисление коэффициента диффузии может быть выполнено как в рамках классической механики [25], так и в рамках квазиклассического приближения [26]. С точностью до численного множителя C порядка 1 для коэффициента диффузии получается выражение при $\omega n^3 \gg 1$:

$$D_n \approx C \mathcal{E}^2 n^3 \omega^{-4/3}, \quad (7)$$

а для времени τ_d диффузионной ионизации выражение

$$\tau_d \approx C \mathcal{E}^{-2} n^{-1} \omega^{4/3} \gg \tau_c > \tau_a, \quad (8)$$

где τ_a — период обращения электрона по невозмущенной орбите. Тот факт, что $D_n \sim \mathcal{E}^2$ на квантовом языке означает, что процесс диффузии может быть представлен как последовательность ряда однофотонных переходов. Как зависимость τ_d от \mathcal{E} и n , так и абсолютная величина τ_d , следующая из соотношения (8), хорошо согласуются с результатами численных экспериментов [27].

В. Условия применимости классической механики

Так как высоковозбужденный атом на самом деле является лишь квазиклассической системой, то условия применимости классической механики для его описания следует установить в рамках квантовой механики. С точки зрения квантовой механики таким условием является малость поправок к квазиклассической волновой функции электрона. Очевидно, что по мере увеличения времени действия внешнего поля эти поправки увеличиваются [28].

Квазиклассическое приближение справедливо, если за время диффузии электрона τ_d поправка от учета следующего за наименьшим порядком

приближения $\delta \ll 1$. В работах [29, 30] получены выражения для δ , в частности, при $\omega \sim \Omega \sim \tau_a^{-1}$ получена оценка $\delta \sim n^{-3} \mathcal{E}^{-1}$, из которой видно, что имеется очень резкая зависимость от n . В тех случаях, когда $\delta \geq 1$, строго говоря, классическое рассмотрение неправомерно, квантовые поправки могут привести к существенным изменениям в динамике высоковозбужденного атома. В настоящее время последовательное теоретическое описание процесса ионизации при $\delta \geq 1$ отсутствует. Однако результаты численных экспериментов с простыми квантовыми моделями [31] показывают, что, по-видимому, диффузионная ионизация атома будет иметь место и в существенно квантовой области при $\delta \geq 1$.

3. Сопоставление условий реализации квантовой и диффузионной ионизации высоковозбужденных атомов

Очевидно, что в первую очередь следует все возможные ситуации разделить на два случая: $\mathcal{E} < \mathcal{E}_c$ и $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$. При $\mathcal{E} < \mathcal{E}_c$ диффузионная ионизация отсутствует и в зависимости от величины параметра адиабатичности γ ионизация высоковозбужденного атома носит многофотонный ($\gamma \gg 1$) или туннельный ($\gamma \ll 1$) характер (в отсутствие промежуточных резонансов). При наличии промежуточного резонанса предметом рассмотрения является переход с резонансного состояния в непрерывный спектр.

При $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_c$ может реализоваться процесс диффузионной ионизации. При $\omega \sim \Omega$ конкурировать с диффузионной ионизацией может лишь многофотонная ионизация состояния n . Из сопоставления критических полей $\mathcal{E}_{\text{мн}}$ (ф.2) и \mathcal{E}_c (ф.5) видно, что в условиях, когда $\mathcal{E}_c < \mathcal{E} < \mathcal{E}_{\text{мн}} \sim \mathcal{E}_a$, вероятность диффузионной ионизации как результата последовательности ряда однофотонных переходов значительно больше вероятности многофотонной ионизации как процесса высокого порядка по числу поглощенных фотонов.

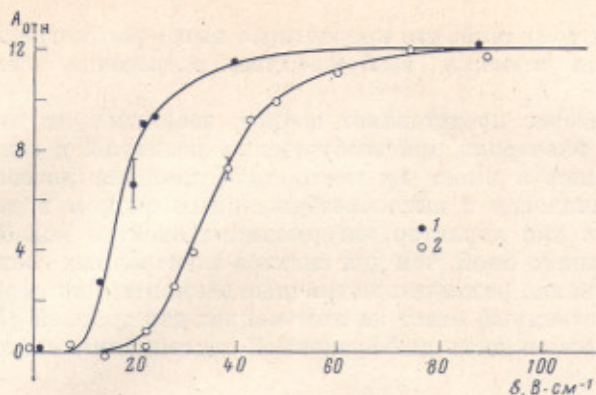
При $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_c$ и $\omega \ll \Omega$ вероятность диффузионной ионизации весьма мала. В таких условиях при $\mathcal{E}_c < \mathcal{E} < \mathcal{E}_a$ реализуется туннельная ионизация, а при $\mathcal{E} \geq \mathcal{E}_a$ туннельная ионизация переходит в надбарьерный переход электрона в непрерывный спектр, происходящий за характерное атомное время τ_a .

4. Экспериментальные данные о процессе нелинейной ионизации высоковозбужденных атомов

Для наблюдения процесса нелинейной ионизации высоковозбужденных атомов необходимо использовать пучки атомов, возбужденных в состоянии с различным n , а также ионизирующее поле радиочастотного диапазона. В настоящее время разработаны различные методы создания пучков высоковозбужденных атомов (см., например, [4]), характеризующихся достаточно высокой селективностью возбуждения и плотностью возбужденных атомов. Оптимальные частоты ионизирующих полей лежат в диапазоне сотен МГц — десятков ГГц. В этом диапазоне частот нет особых трудностей при создании ионизирующих полей достаточно высокой напряженности для наблюдения ионизации (см. [32]). Однако в литературе имеется лишь одно сообщение [33], в котором приведены экспериментальные данные, прямо относящиеся к обсуждаемому вопросу.

В эксперименте [33] из пучка атомов водорода, возбужденных в состоянии с различными n , выделялись атомы, возбужденные в состоянии с $n = 66 \pm 3$, которые ионизовались в трех различных полях радиодиапазона с частотой 9,9 ГГц, 1,5 ГГц и 30 МГц. Регистировались протоны, образованные в результате ионизации высоковозбужденных атомов. Отметим, что для $n = 66 \pm 3$ частота $\omega = 9,9$ ГГц $\approx 0,5\Omega$, а $\omega = 30$ МГц соответствует постоянному полю, так как длина пути атома в поле этой частоты много меньше длины волны излучения.

Результаты этого эксперимента приведены на рисунке. Видно, что критическое поле (определяемое как поле, при котором амплитуда сигнала $A = \frac{1}{2} A_{\text{макс}}$) уменьшается по мере увеличения частоты излучения. Если в



Результаты эксперимента [33]. Амплитуда сигнала протонов (в относительных единицах) в зависимости от напряженности радиочастотного поля ($1 - \omega = 9,9$ ГГц, $2 - \omega = 30$ МГц)

соответствии со сказанным выше критическое поле описать соотношением $\mathcal{E}_c = Cn^{-4}$, то для частот $\omega = 30$ МГц, $1,5$ ГГц и $9,9$ ГГц величины C соответственно равны $1/8$, $1/17$, и $1/25$, т. е., в частности, критическая напряженность квазирезонансного поля меньше, чем для постоянного поля.

Сопоставим результаты эксперимента [33] с предсказаниями теории. Сначала отметим, что величина критического поля на частоте 30 МГц, эквивалентного постоянному полю, удовлетворительно согласуется с известными теоретическими и экспериментальными данными по ионизации высоковозбужденных атомов постоянным полем [4].

Для ионизации переменным полем с частотой $\omega = 9,9$ ГГц $\approx 0,5\Omega$ величина критического поля $\mathcal{E}_{c, \text{экс}} \approx 10$ В·см⁻¹. Оценка по соотношению (14) критического поля для стохастической неустойчивости состояния с $n = 66$ дает величину $\mathcal{E}_c \approx 5$ В·см⁻¹. Как видно, согласие вполне удовлетворительное. Численное моделирование [24] дает еще лучшее согласие с экспериментом. В целом экспериментальные данные о ионизации полем частоты $9,9$ ГГц хорошо согласуются с предположением, что в данном случае наблюдается стохастическая неустойчивость высоковозбужденного атома и его диффузионная ионизация.

Случай ионизации при частоте $\omega = 1,5$ ГГц $= 0,55\Omega$ наиболее сложен для интерпретации, так как диффузионная ионизация при этом малоэффективна, а квантовая ионизация характеризуется величиной параметра адиабатичности $\gamma \sim 1$, что является промежуточной ситуацией между многоквантовым и туннельным предельными случаями.

Резюмируя всю совокупность результатов аналитического описания, численного моделирования и экспериментального исследования процесса нелинейной ионизации высоковозбужденных атомов, необходимо отметить, что реальный эксперимент с атомами существенно отстает от численного эксперимента и теории. В теории остается лишь один важный вопрос, на который необходим ответ, — возможна ли диффузионная ионизация в квантовой области при $\delta \geq 1$? Что касается численного моделирования, то необходимо существенно расширить диапазон полей и частот, в которых можно получить данные о вероятности диффузионной ионизации.

Наконец, обращаясь к эксперименту, очевидно, необходимо получить данные о вероятности ионизации в широком диапазоне значений главного квантового числа возбужденного атома, частот и напряженностей полей. Однако наибольший интерес представляет какой-либо качественный эксперимент, позволяющий однозначно идентифицировать диффузионный процесс ионизации. Таким экспериментом, например, является изменение длительности действия внешнего поля на атом. Напомним, что выход ионов линейно зависит от длительности для квантовой ионизации и существенно нелинейно для диффузионной ионизации.

Не вызывает сомнений, что проведенное выше рассмотрение полностью справедливо для молекул, возбужденных в высокое электронное состояние.

Большой интерес представляет вопрос, возникает ли стохастическая неустойчивость электрона при возбуждении молекулы в высокие колебательные состояния и имеет ли место диффузионная диссоциация молекул? Прямая аналогия с высоковозбужденным атомом в данном случае отсутствует, так как характер ангармонизма спектра колебательных состояний качественно иной, чем для спектра электронных состояний, а кроме того, существенно различны матричные элементы для переходов в этих спектрах. Единственный ответ на этот вопрос дан теорией [34, 35], предсказывающей возможность диффузионной диссоциации многоатомных молекул.

Литература

1. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М.: Атомиздат, 1978.
2. Зон Б. А., Манаков Н. Л., Рапопорт Л. П. Теория многофотонных процессов в атоме. М.: Атомиздат, 1978.
3. Многофотонная ионизация атомов. М.: Наука, 1980 (Тр. ФИАН, т. 115).
4. Смирнов Б. М. Высоковозбужденные атомы. М.: Энергоиздат, 1982; УФН, 1980, т. 131, с. 577.
5. См. [1], гл. 4.
6. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 1964, т. 45, с. 1945.
7. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
8. Гореславский С. П., Делоне Н. Б., Крайнов В. П. ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1789.
9. Зон Б. А., Шолохов Е. И. ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 887.
10. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Крайнов В. П., Ходовой В. А. УФН, 1976, т. 120, с. 3.
11. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1990.
12. Берсон И. Я. ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1276.
13. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Препринт ФИАН № 248, 1982.
14. Делоне Н. Б., Иванов М. Ю., Крайнов В. П. Препринт ФИАН № 270, 1982.
15. Переломов А. М., Попов В. С., Терентьев М. В. ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 1393.
16. Смирнов Б. М., Чибисов М. И. ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 841.
17. Славянов С. Ю. В кн.: Проблемы матем. физики. Л.: Изд-во ЛГУ, 1970, вып. 4, с. 125.
18. Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, с. 2306.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1973, § 70.
20. Чириков Б. В. Атомная энергия, 1959, т. 6, с. 630; Phys. Repts, 1979, v. 52, p. 263.
21. Меерсон Е. И., Окс Е. А., Сасоров П. В. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 79.
22. Шепелянский Д. Л. Оптика и спектроскопия, 1982, т. 52, с. 1102.
23. Заславский Г. М., Чириков Б. В. УФН, 1971, т. 105, с. 3.
24. Leorold J., Persival I. Phys. Rev. Letts., 1978, v. 41, p. 944.
25. Чириков Б. В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 267, 1969.
26. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Крайнов В. П. ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 445.
27. Jones D., Leorold J., Persival I. J. Phys. V., 1980, v. 13, p. 31.
28. Маслов В. П., Федорюк М. В. Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики. М.: Наука, 1976.
29. Шепелянский Д. Л. ДАН СССР, 1981, с. 256, с. 586.
30. Шепелянский Д. Л. Оптика и спектроскопия, 1982, т. 53, с. 354.
31. Шепелянский Д. Л. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 81-55. Новосибирск, 1981.
32. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и волноводы. М.: Наука, 1966.
33. Bayfield J., Koch P. Phys. Rev. Letts, 1974, v. 33, p. 258.
34. Шуряк Э. В. ЖЭТФ, 1976, т. 71, с. 2039.
35. Шуряк Э. В. Квантовая электроника, 1978, т. 5, с. 1796.