

ТУННЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ВОДОРОДА В ЛАЗЕРНОМ ИМПУЛЬСЕ КОРОТКОЙ И УЛЬТРАКОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Е. А. Волкова, В. В. Гридчин, А. М. Попов, О. В. Тихонова*

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 июня 2005 г.

Методом прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера исследуется процесс ионизации атома водорода в низкочастотном линейно поляризованном электромагнитном поле. Полученные для различных режимов ионизации и различных начальных атомных состояний данные сопоставляются с теориями Келдыша и Переломова–Попова–Терентьева (ППТ). Определены области применимости квазистатической модели туннельной ионизации и теории ППТ по интенсивности и частоте лазерного излучения. Обсуждаются особенности туннельной ионизации возбужденных $2s$ - и $2p$ -состояний. Исследована специфика ионизации атома водорода в лазерном импульсе ультракороткой длительности (длительность импульса порядка одного оптического цикла).

PACS: 33.80.-b, 33.90.+h

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа Келдыша [1], выполненная в 1964 г., лежит в основе современных представлений о многофотонной ионизации атомов (ионов) оптическим излучением. Основным результатом этой работы заключается в том, что впервые было показано, что многоквантовый фотоэффект и туннельная ионизация в переменном поле являются двумя предельными случаями процесса перехода атомного электрона из начального состояния дискретного спектра в континуум, причем характер процесса перехода определяется параметром адиабатичности (Келдыша)

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2mI}}{e\varepsilon_0}, \quad (1)$$

где I — атомный потенциал ионизации, а ω и ε_0 — частота и амплитуда напряженности поля электромагнитной волны. Случай $\gamma \gg 1$ приводит к степенной зависимости вероятности ионизации в единицу времени от электрического поля волны

$$\dot{W}_i \propto \varepsilon_0^{2K}, \quad (2)$$

где

$$K = I/\hbar\omega + 1$$

— порядок многофотонности процесса, в то время как в области $\gamma \ll 1$ реализуется туннельный механизм ионизации

$$\dot{W} \propto \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_0}\right). \quad (3)$$

Здесь

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{2\sqrt{2mI^3}}{e\hbar}$$

— характерное значение напряженности электрического поля. В случае, если речь идет об ионизации атома водорода в $1s$ -состоянии, величина $\tilde{\varepsilon}$ совпадает с атомным значением напряженности

$$\varepsilon_{at} = \frac{m^2 e^5}{\hbar^2}.$$

Вскоре после появления работы Келдыша ее результаты были уточнены в статьях [2–4] для случая короткодействующего потенциала, а в работах [4–6] было учтено влияние кулоновского поля атомного остатка на конечное состояние фотоэлектрона в континууме.

*E-mail: apopov@mics.msu.su

Аналогичный подход в теории многофотонной ионизации атомов, основанный на вычислении матричного элемента перехода из начального связанного состояния, принадлежащего дискретному спектру системы, в конечное состояние, описываемое волновой функцией, был развит также в работах Файсала [7] и Риса [8]¹⁾. В отличие от [1], в работах [7, 8] конечное выражение для амплитуды вероятности перехода из начального состояния дискретного спектра в состояние континуума во всей области значений параметра Келдыша представляется как бесконечная сумма по числу поглощенных фотонов. Это лишний раз подчеркивает тот факт, что оптическое туннелирование возникает как результат учета большого количества многофотонных переходов различного порядка многофотонности. Однако фактически это является недостатком работ [7, 8], не позволившем авторам явно увидеть эффект оптического туннелирования. В последние годы Рисом достаточно активно развивается так называемое «приближение сильного поля» (strong field approximation — SFA) [9], которое фактически повторяет основные идеи теории ионизации Келдыша и является некоторым модифицированным вариантом модели KFR.

Обзор современного состояния проблемы и возможностей аналитических методов, основанных на модели Келдыша и ее обобщениях, содержится в работе [10]. Однако вопрос о количественном сопоставлении различных обобщений модели Келдыша (ППТ, KFR, SFA) в литературе до настоящего времени не обсуждался. Мы полагаем, что для определения области применимости подхода Келдыша достаточно детального анализа одного из вариантов его обобщения. В качестве такового нами была выбрана модель Переломова–Попова–Терентьева (ППТ).

С другой стороны, динамика атомарных систем в лазерных полях сверхвысокой интенсивности в последние годы широко исследовалась в рамках концепции «атома, одетого полем» (см. обзоры [11, 12]). В рамках этого подхода атом в присутствии поля сильной электромагнитной волны существует в форме нового объекта — «одетого атома», свойства которого могут быть весьма далеки от свойств исходного атома. В частности, при определенных условиях может оказаться, что такой «одетый атом» является устойчивым по отношению к ионизации, причем степень его устойчивости возрастает с увеличением ин-

тенсивности излучения. Это явление, известное как эффект стабилизации, было предсказано теоретически [13, 14] и обнаружено в экспериментах [15–17]. Одним из наиболее важных вопросов теории, не решенных до конца до настоящего времени, является вопрос о том, какой базис «одетых состояний» и в каких условиях адекватно описывает динамику атома в лазерном поле. В существующей литературе обычно рассматривается перестройка атомного спектра и формирование «атома, одетого полем» лишь в области высокочастотных полей, когда состояния дискретного спектра и континуума исходного атома связаны однофотонными переходами (см. [11, 12] и цитируемую там литературу). Такая ситуация противоположна режиму оптического туннелирования, возникающему в низкочастотных лазерных полях в условиях многофотонной связи с континуумом исходного состояния дискретного спектра. В то же время понятно, что существенная перестройка атомного спектра в низкочастотном электромагнитном поле с неизбежностью приводит к ограничению применимости подходов, основанных на модели Келдыша.

Использование метода прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера для атома в поле электромагнитной волны (для атома водорода эта задача впервые была решена в работе [18]) открывает принципиально новые возможности в изучении процесса фотоионизации. В дальнейшем этот метод неоднократно с успехом использовался для изучения динамики различных квантовых систем и в том числе атома водорода [19–25] в сильном электромагнитном поле. Отметим, что такие расчеты, свободные от каких бы то ни было дополнительных предположений, фактически являются численными экспериментами и могут использоваться как надежная основа для проверки справедливости различных теоретических моделей. Так, например, в работе [22] при численном моделировании ионизации атома водорода в $5s$ -состоянии были проверены основные положения теории интерференционной стабилизации, а в работе [24] была доказана справедливость модели адиабатической стабилизации и формирования «атома, одетого полем» в форме атома Крамерса–Хеннебергера (КХ). Отметим, однако, что во всех перечисленных работах ионизация атома могла реализовываться как однофотонный процесс. Случай, когда ионизация основного состояния атома водорода является неоднотонной (с невысоким порядком многофотонности, недостаточным для перехода в туннельный режим), был рассмотрен в работе [25]. Было показано, что в такой ситуации важную роль играют трех- и четы-

¹⁾ Модель, основанная на работах [1, 7, 8] известна как теория Келдыша–Файсала–Риса (KFR).

рехфотонные резонансы, возникающие между основным и одним из возбужденных атомных состояний, значения энергии которых определяются в том числе и напряженностью электрического поля волны. Вследствие этого зависимость вероятности ионизации атома от интенсивности излучения оказалась немонотонной. Численные расчеты спектра фотоэлектронов в континууме [26], проведенные в случае моделирования ионизации одномерной квантовой системы электромагнитным полем в режиме, близком к туннельному (порядок многофотонности процесса был равен 8), убедительно продемонстрировали факт коренной перестройки структуры спектра атомных состояний и формирование атома Крамерса–Хеннебергера, причем эта перестройка происходила в области интенсивностей, соответствующих сверхатомным значениям напряженности поля волны.

В данной работе реализован алгоритм численного решения нестационарного уравнения Шредингера для атома водорода в поле электромагнитной волны, позволяющий исследовать временную динамику системы в низкочастотном лазерном поле. На основе этого алгоритма исследуется процесс ионизации атома водорода линейно поляризованным оптическим излучением в широком диапазоне значений параметра адиабатичности Келдыша γ . Определены области применимости квазистатической модели туннельной ионизации и теории ППТ по интенсивности и частоте лазерного излучения. Показано, что при достижении режима надбарьерной ионизации указанные модели оказываются неприменимыми. Рассмотрены особенности ионизации возбужденных $2s$ - и $2p$ -состояний низкочастотным электромагнитным полем. Проанализирован эффект туннельной ионизации атома водорода в ультракоротком лазерном импульсе длительностью в 1–2 оптических цикла.

2. МОДЕЛЬ

Для моделирования потенциала взаимодействия между электроном и ядром атома водорода в численных расчетах использовался сглаженный кулоновский потенциал

$$V(r) = -e^2/\sqrt{\alpha^2 + r^2}, \quad (4)$$

где $\alpha = 0.0265 \text{ \AA}$.

Волновые функции стационарных состояний записывались в виде

$$\psi_{nlm}(\mathbf{r}) = \frac{u_{nl}(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (5)$$

где $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ — сферические гармоники, а радиальная волновая функция $u_{nl}(r)$ определяется из численного решения одномерного уравнения

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u_{nl}}{dr^2} + V_{eff}^{(l)}(r) u_{nl} = E_{nl} u_{nl} \quad (6)$$

с эффективным потенциалом

$$V_{eff}^{(l)}(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}. \quad (7)$$

Для выбранного значения параметра сглаживания α энергия основного $1s$ -состояния составляет $E_{1s} = -13.30 \text{ эВ}$, энергии всех вышележащих состояний совпали с соответствующими значениями для реального атома с точностью не хуже 1%, в частности, $E_{2s} = -3.36 \text{ эВ}$, $E_{2p} = -3.38 \text{ эВ}$.

Взаимодействие атома с электромагнитным полем рассматривалось в дипольном приближении

$$W = -er \cos \theta \varepsilon(t), \quad (8)$$

где $\varepsilon(t)$ — напряженность электрического поля волны, а θ — угол между радиус-вектором электрона \mathbf{r} и вектором $\varepsilon(t)$. При этом в дальнейших расчетах ось квантования момента количества движения была направлена вдоль вектора ε (ось z). В такой ситуации величина проекции момента количества движения на ось z сохраняется, т. е. значение магнитного квантового числа не изменяется в процессе лазерного воздействия, а волновая функция системы в произвольный момент t может быть представлена в виде

$$\Psi(r, \theta, \varphi, t) = \sum_l R_l(r, t) P_l^{(m)}(\cos \theta) \times \frac{\exp(im\varphi)}{\sqrt{2\pi}}. \quad (9)$$

Здесь $P_l^{(m)}(\cos \theta)$ — присоединенный полином Лежандра, $R_l(r, t)$ — радиальная волновая функция, соответствующая l -ой угловой гармонике, а m — магнитное квантовое число, определяемое выбором начального условия.

Используя выражение для оператора взаимодействия с полем (8) и свойства присоединенных полиномов Лежандра, легко показать, что радиальные гармоники $R_l(r, t)$ удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$i\hbar \frac{\partial R_l(r, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r} \times \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r R_l(r, t)) + V_{eff}^{(l)}(r) R_l(r, t) - er \varepsilon_0(t) \cos(\omega t) [R_{l+1}(r, t) \langle l+1, m | \cos \theta | l, m \rangle + R_{l-1}(r, t) \langle l-1, m | \cos \theta | l, m \rangle]. \quad (10)$$

Здесь

$$\langle l+1, m | \cos \theta | l, m \rangle = \sqrt{\frac{(l-m+1)(l+m+1)}{(2l+1)(2l+3)}}.$$

В качестве начальных условий должен быть задан набор функций $R_l(r, t=0)$. Как правило, полагалось, что в начальный момент времени атом находится в $1s$ -состоянии, т. е.

$$R_{l=0}(t=0) = u_{10}(r)/r$$

— радиальная волновая функция $1s$ -состояния, а для всех $l \neq 0$ имеем $R_l(t=0) = 0$.

Импульс электромагнитного поля задавался в виде

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0(t) \cos \omega t, \quad (11)$$

где огибающая $\varepsilon_0(t)$ выбиралась как

$$\varepsilon_0(t) = \begin{cases} \varepsilon_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2t_f}, & t \leq t_f, \\ \varepsilon_0, & t_f \leq t \leq t_f + t_p, \\ \varepsilon_0 \cos^2 \frac{\pi [t - (t_f + t_p)]}{2t_f}, & t_f + t_p \leq t \leq t_f + t_p + t_p, \end{cases} \quad (12)$$

t_f и t_p — длительности фронтов и «полки» лазерного импульса.

Расчеты проводились для энергий лазерного кванта в диапазоне $\hbar\omega = 0.25\text{--}4.0$ эВ для интенсивностей излучения $P = 10^{12}\text{--}10^{16}$ Вт/см². В зависимости от конкретных значений интенсивности и частоты излучения параметр Келдыша изменялся в пределах $\gamma \approx 0.1\text{--}5$.

Система уравнений (10) интегрировалась на сетке размером $r \leq r_0 = 180 \text{ \AA}$ с временным шагом $\Delta t = 4.12 \cdot 10^{-3}$ фс (одна двухтысячная часть от оптического периода для $\hbar\omega = 0.5$ эВ). Число угловых гармоник выбиралось различным в зависимости от интенсивности и частоты лазерного излучения и достигало 700 в низкочастотных полях высокой интенсивности. Вблизи границы области счета в гамильтониан вводилась дополнительная комплексная добавка, обеспечивающая поглощение электронной волновой функции и отсутствие отраженного тока вероятности от границы. Реализованный в данной работе алгоритм, основанный на разложении волновой функции по угловым гармоникам, является более эффективным по сравнению с методом прямого интегрирования нестационарного уравнения Шредингера на двумерной сетке, который ранее использовался авторами в работах [22, 24, 25]. Сравнительно

небольшое число используемых угловых гармоник позволяет увеличить число узлов задания функции по радиальной координате r (в наших расчетах — 3000) и уменьшить величину пространственного шага интегрирования, что особенно важно в случае низкочастотного лазерного воздействия.

Вероятность ионизации атома находилась с помощью функции $\Psi(\mathbf{r}, t)$, полученной в результате численного интегрирования (10). Для этого вычислялись вероятности возбуждения различных стационарных состояний атомного гамильтониана $|nl\rangle$ как функции времени²⁾

$$W_{nl}(t) = \left| \int R_l(r, t) u_{nl}(r) r dr \right|^2, \quad (13)$$

а вероятность ионизации определялась как

$$W_i = 1 - \sum_{n,l}^{n_{max}} W_{nl},$$

$$n = 1, 2, \dots, n_{max}, \quad l = 0, 1, \dots, n-1.$$

Максимальное значение главного квантового числа выбиралось $n_{max} = 13$, что определялось пространственным размером области интегрирования $r_0 = 180 \text{ \AA}$ и обеспечивало малость заселения выше лежащих состояний $n > n_{max}$ в момент окончания лазерного импульса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Ионизация основного состояния атома водорода

Остановимся прежде всего на обсуждении зависимости вероятности ионизации атома за импульс от интенсивности лазерного воздействия для различных значений энергии лазерного кванта $\hbar\omega$. При этом для кванта $\hbar\omega = 0.5$ эВ параметры импульса t_f и t_p составляли соответственно один и пять оптических циклов ($t_f = T$ и $t_p = 5T$), а для других значений $\hbar\omega$ выбирались так, чтобы абсолютные длительности фронтов и «плато» импульса не изменялись. Указанная зависимость представлена на

²⁾ Отметим, что такой подход, строго говоря, применим лишь по окончании лазерного воздействия, когда состояния «атома, одетого полем» снова превращаются в состояния невозмущенного атома. В течение лазерного импульса такой подход справедлив лишь в случае сравнительно небольшого искажения полем волны атомных состояний, т. е. в не слишком сильных полях.

рис. 1. Как видно, с увеличением энергии кванта излучения вероятность ионизации растет, что связано с уменьшением порядка многофотонности перехода в континуум из начального состояния $1s$. При этом для значений $\hbar\omega \geq 2$ эВ начинают сказываться динамические многофотонные резонансы, возникающие за счет штарковского сдвига уровней в сильном поле излучения. Ранее влияние таких резонансов на процесс ионизации атома водорода обсуждалось в работе [25].

В рассматриваемом диапазоне интенсивностей значения параметра Келдыша изменяются в пределах $\gamma = 5.0-1.6$ для $\hbar\omega = 4$ эВ и $\gamma = 0.6-0.2$ для $\hbar\omega = 0.5$ эВ, т.е. в области значений $\hbar\omega \leq 1.5$ эВ в рамках модели Келдыша ионизация носит туннельный характер. Характерным признаком оптического туннелирования является независимость вероятности ионизации от частоты излучения. Однако, как видно, во всем исследованном частотном диапазоне вероятность ионизации явно зависит от частоты излучения, т.е. не соответствует квазистатическому пределу теории Келдыша и модели ППТ, кроме области насыщения вероятности ионизации на уровне единицы в области полей $P > P^* \approx 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Отметим, что это значение интенсивности примерно соответствует порогу надбарьерной ионизации основного состояния атома водорода $\varepsilon_{BSI} = \varepsilon_{at}/16$ [27].

Более аккуратное сопоставление полученных данных с моделью ионизации ППТ возможно при сравнении вероятностей ионизации в единицу времени, рассчитанных аналитически и численно. Для этого были рассчитаны вероятности обнаружить атом в неионизованном состоянии в зависимости от времени. Вплоть до значения интенсивности излучения $P = 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² полученные зависимости с высокой степенью точности являются экспоненциальными на «плато» лазерного пульса для всех значений $\hbar\omega$. Отклонение от экспоненциального закона (а следовательно, и невозможность ввести понятие скорости ионизации в единицу времени) наблюдается в области интенсивностей $P \geq 6 \cdot 10^{14}$ Вт/см² для всех представленных значений $\hbar\omega$. Это значение примерно в три раза превышает порог надбарьерной ионизации $P_{BSI} = c\varepsilon_{BSI}^2/8\pi$, оцененный в соответствии с [27]. По нашему мнению, это отклонение (замедление распада во времени) возникает в результате перестройки спектра атомных состояний в присутствии поля электромагнитной волны и формирования нового объекта — «атома, одетого полем», которое реализуется, как будет продемонстрировано ниже,

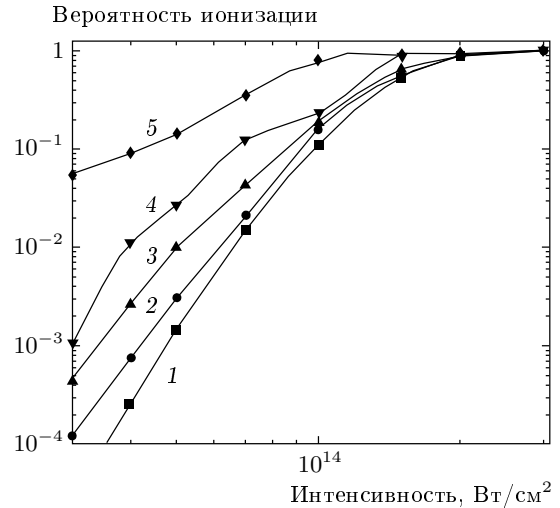


Рис. 1. Вероятности ионизации атома водорода в основном состоянии за импульс в зависимости от интенсивности лазерного излучения P для импульса сглаженной трапецеидальной формы (см. текст). Энергия кванта лазерного поля $\hbar\omega = 0.5$ (1), 1.0 (2), 1.5 (3), 2.0 (4), 4.0 (5) эВ

для полей, величина которых выше надбарьерных.

Помимо отклонения от экспоненциального закона распада начального состояния от времени в сильных полях имеет место увеличение заселенности возбужденных состояний в процессе лазерного воздействия. Возбуждение этих состояний особенно существенно для $\hbar\omega \geq 1.5$ эВ и оказывается не мало уже при $P = 4 \cdot 10^{14}$ Вт/см². В то же время для случая $\hbar\omega = 0.5$ эВ вся остаточная вероятность обнаружить атом в связанном состоянии определяется населенностью состояния $1s$ вплоть до значения $P = 6 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Отметим, что эффект заселения состояний дискретного спектра в процессе туннельной ионизации атома лежит за рамками рассмотрения подходов, основывающихся на теории Келдыша. Таким образом, обнаруженное эффективное возбуждение различных связанных состояний ограничивает область применимости теории ионизации Келдыша и теории ППТ по интенсивности и по частоте сверху.

На рис. 2 приведены данные по сопоставлению численных расчетов вероятности ионизации в единицу времени (в области экспоненциального распада начального $1s$ -состояния) с расчетами этой величины в рамках модели ППТ с использованием следую-

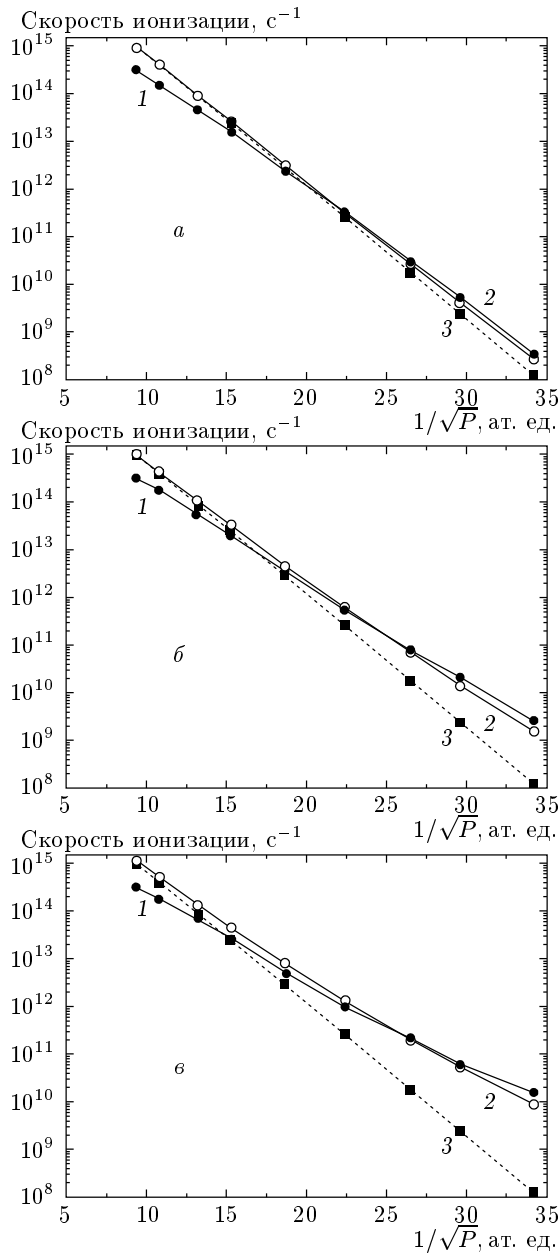


Рис. 2. Зависимости вероятности ионизации в единицу времени основного состояния атома водорода от величины $1/\sqrt{P}$ (в ат. ед.) для значений $\hbar\omega = 0.5$ (а), 1.0 (б), 1.5 (в) эВ. Кривая 1 — результаты численных расчетов, 2 — теория ППТ (выражение (14) в тексте), 3 — квазистатический предел

шей общей формулы [10]:

$$\dot{W}_i = 4\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_0} g(\gamma)\right), \quad (14)$$

где

$$g(\gamma) = \frac{3}{2\gamma} \left[\left(1 + \frac{1}{2\gamma^2}\right) \operatorname{arcsch} \gamma - \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{2\gamma} \right].$$

Сравнение также проводилось и с данными, соответствующими квазистатическому пределу. Действительно, усреднение по периоду лазерного поля известной формулы

$$\dot{W}_i = 4 \frac{me^4}{\hbar^3} \frac{\varepsilon_{at}}{\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\varepsilon_{at}}{\varepsilon_0}\right), \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \cos \omega t, \quad (15)$$

полученной в квазиклассическом приближении [28], приводит к выражению

$$\dot{W}_i = 4\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_0}\right),$$

что совпадает с результатом, полученным из формулы (14) при разложении показателя экспоненты в нулевом порядке по параметру $\gamma \ll 1$. Из выражений (14), (15) следует, что в диапазоне значений $\hbar\omega$, соответствующих $\gamma \leq 1$, вероятность ионизации удобно исследовать в зависимости от величины, обратной напряженности электрического поля волны, т. е. $1/\sqrt{P}$.

Основной вывод, который следует из сопоставления полученных данных, заключается в том, что теория квазистатического туннелирования количественно описывает фотоионизацию основного состояния атома водорода только при $\hbar\omega \leq 0.5$ эВ (см. рис. 2а), в то время как в области $\hbar\omega = 1.0-1.5$ эВ (см. рис. 2б, в) вероятность фотоионизации с хорошей точностью описывается лишь общим выражением теории ППТ (14), которая может рассматриваться как обобщение теории туннелирования на промежуточный случай $\gamma \sim 1$. Отметим также, что в области полей, соответствующих фактически режиму надбарьерной ионизации, наблюдается увеличивающееся с ростом интенсивности различие данных численных расчетов и теории ППТ. Причем численные расчеты предсказывают существенное замедление скорости ионизации по сравнению с теорией ППТ даже с учетом ее обобщения на случай полей в окрестности порога надбарьерной ионизации [10]:

$$\dot{W}_i \propto \frac{\varepsilon - \varepsilon^*}{\tilde{\varepsilon}},$$

где ε^* — некоторое значение напряженности поля (для $1s$ -состояния $\varepsilon^* = 0.122$ ат. ед.). По нашему мнению, это различие связано с неадекватностью модели ППТ в данном диапазоне интенсивностей, обусловленной существенной перестройкой атомных состояний в поле излучения и формированием атома,

«одетого» полем, так называемого атома Крамерса–Хеннебергера (более подробно см. обзор [12]). Атом КХ в сильном поле характеризуется двухъямным потенциалом, ширина которого порядка удвоенной амплитуды колебаний свободного электрона в лазерном поле a_e . Одно из основных свойств атома КХ — повышение его устойчивости по отношению к ионизации с ростом лазерной интенсивности. Доказательством формирования атома КХ является удержание части электронной волновой плотности в потенциале КХ, т. е. на расстоянии порядка a_e от ядра. На рис. 3а представлена временная динамика вероятности нахождения электрона в окрестности ядра на расстоянии, не превышающем a_e (сплошная кривая) и $3a_e$ (штриховая кривая) в лазерном импульсе с интенсивностью выше интенсивности порога надбарьерной ионизации. На переднем фронте лазерного импульса в еще не слишком сильном поле происходит быстрая ионизация атома, приводящая к формированию в континууме электронного волнового пакета, уходящего на бесконечность. В результате указанная вероятность резко уменьшается. Однако на «плато» лазерного импульса вероятность обнаружить электрон в выбранных пространственных областях остается практически неизменной. Это обусловлено формированием в сильном поле атома КХ и удержанием части электронной плотности в связанных состояниях КХ. На заднем фронте импульса при переходе в область слабых полей происходит обратная перестройка потенциала КХ в исходный атомный потенциал, сопровождающаяся добавочным всплеском ионизации. Таким образом, в сильном поле вероятность удержания электрона на расстоянии, не превышающем a_e от ядра, является мерой заселения связанных состояний атома КХ, устойчивых по отношению к ионизации. Указанная величина зависит от интенсивности, что проиллюстрировано на рис. 3б. Представленные данные свидетельствуют о том, что первоначальное увеличение интенсивности приводит к уменьшению вероятности нахождения электрона в указанном интервале удалений от ядра. Причем существует некоторый интервал значений интенсивности, для которых эта вероятность оказывается практически равной нулю. Такая ситуация соответствует практически полной ионизации атома (насыщению вероятности ионизации на уровне единицы) для данной длительности лазерного импульса. Однако дальнейшее повышение интенсивности приводит к существенному росту вероятности обнаружить электрон на расстоянии не более a_e от ядра, т. е. возникает эффект стабилизации.

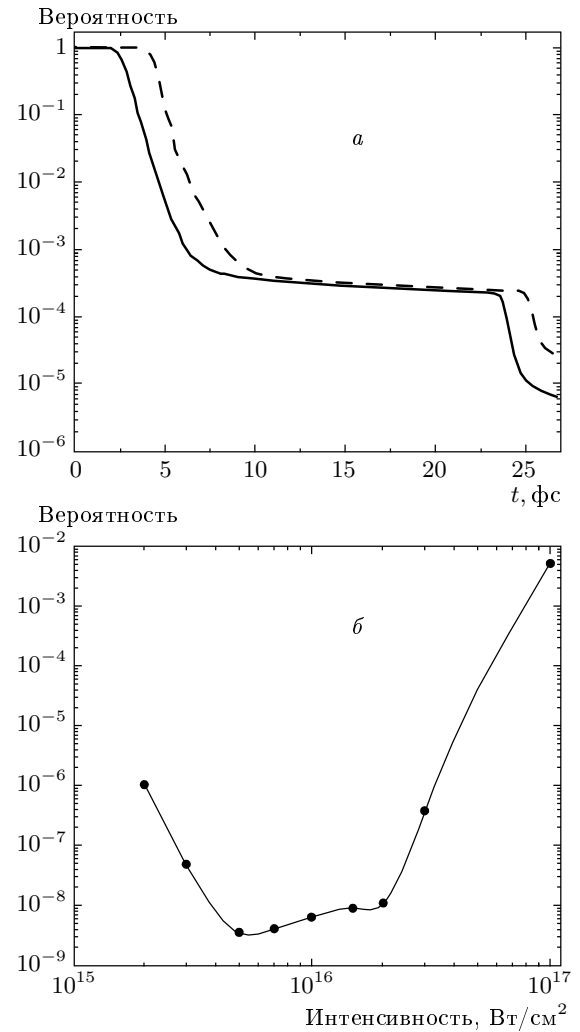


Рис. 3. Зависимости от времени (а) и от интенсивности (б) вероятности обнаружить электрон в области $r \leq a_e$ (сплошная кривая), $r \leq 3a_e$ (штриховая кривая) для импульса с $\hbar\omega = 4$ эВ и длительностями фронтов и «плато» соответственно в 5 и 15 оптических циклов. Данные, представленные на рис. а, соответствуют интенсивности $P = 10^{17}$ Вт/см², а данные, представленные на рис. б, соответствуют моменту окончания переднего фронта лазерного импульса

Аналогичные данные были получены и для более низких частот лазерного излучения. На рис. 4 представлена зависимость порога стабилизации³⁾ от частоты излучения. Отметим, что с уменьшением частоты

³⁾ Под порогом стабилизации понимается значение интенсивности излучения, при достижении которого начинается существенное возрастание вероятности неионизации системы (см. рис. 3б).

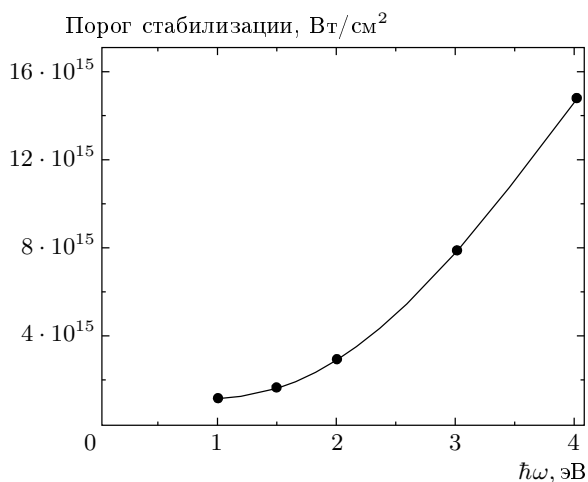


Рис. 4. Зависимость порога стабилизации от частоты излучения при ионизации $1s$ -состояния атома водорода лазерным импульсом с длительностями фронтов и «плато» соответственно в 2 и 5 оптических циклов

тоты порог стабилизации сдвигается в область меньших интенсивностей, приближаясь к порогу надбарьерной ионизации. Таким образом, в случае низких частот лазерного излучения режим туннельной ионизации сменяется режимом КХ-стабилизации в полях, выше надбарьерных. Полученные данные полностью согласуются с работой [26], где обнаружено, что в низкочастотном пределе необходимым условием формирования атома КХ является надбарьерный характер ионизации исследуемой системы.

Таким образом, продемонстрировано, что в режиме надбарьерной ионизации атома происходит захват электронной плотности на связанные состояния потенциала КХ, что приводит в сильных полях к эффекту стабилизации, который не может быть описан ни в рамках теории Келдыша, ни в модели ППТ, обобщенной для случая надбарьерных полей. Фактически, хотя в сильных полях $\gamma \ll 1$, область полей, соответствующих надбарьерной ионизации системы, является границей применимости теорий типа теории Келдыша по интенсивности сверхх.

3.2. Ионизация возбужденных состояний $2s$ и $2p$

Перейдем теперь к обсуждению результатов моделирования ионизации возбужденных состояний $2s$ и $2p$ ($m = 0, 1$) в сильном поле излучения. В этом случае вследствие «случайного» вырождения по угловому моменту теория ППТ оказывается неспра-

ведливой (см. [10]). Отметим прежде всего, что сравнение со статической моделью ионизации в данном случае затруднено. Действительно, в статическом поле в результате линейного эффекта Штарка происходит частичное снятие вырождения: энергия циркулярных состояний $2p, m = 1$ и $2p, m = -1$ не меняется, а состояния $2s$ и $2p, m = 0$ перемешиваются: возникают два новых состояния

$$\psi_{\pm} = \frac{|2s\rangle \pm |2p, m = 0\rangle}{\sqrt{2}} \quad (16)$$

с соответствующими энергиями

$$E_{\pm} = E_{2s(2p)} \pm 3ea_0\varepsilon. \quad (17)$$

В результате при включении поля начальные состояния $2s$ и $2p, m = 0$ оказываются суперпозицией двух состояний ψ_+ и ψ_- , потенциалы ионизации которых различаются на величину

$$\Delta I = 6ea_0\varepsilon.$$

Для величины поля порядка 0.01 ат. ед., что соответствует интенсивности излучения $3 \cdot 10^{12}$ Вт/см², эта разница составляет около 1.5 эВ. В результате при помещении атома водорода в состояниях $2s$ или $2p, m = 0$ в постоянное электрическое поле должен наблюдаться биэкспоненциальный распад с двумя характерными временами τ_{min} и τ_{max} , определяемыми потенциалами ионизации перестроенных состояний ψ_+ и ψ_- , соответственно. Такая особенность ионизации указанных состояний действительно наблюдалась в численных расчетах динамики ионизации в «импульсе» статического поля, определяемом выражением $\varepsilon_0(t)$ (см. (12)). В то же время временная динамика распада состояния $2p, m = 1$ остается строго экспоненциальной и определяется энергией состояния в отсутствие электрического поля. В результате можно ожидать, что в пределе больших времен ($t > \tau_{min}$) распад исходных состояний $2s$ и $2p, m = 0$ будет происходить медленнее по сравнению с распадом состояний с ненулевой проекцией орбитального момента, что и было обнаружено в численных расчетах.

Осцилляции вероятности заселения состояния $2p, m = 0$ во времени, обнаруженные в численных расчетах, обусловлены перетеканием населенности между исходным состоянием и состоянием $2s$ вследствие их перемешивания в постоянном поле. Причем характерная частота осцилляций соответствует энергии расщепления состояний ψ_+ и ψ_- порядка 1.5 эВ для выбранной интенсивности, что в пересчете на период составляет приблизительно 2.5 фс. Такой период осцилляций оказывается одного порядка

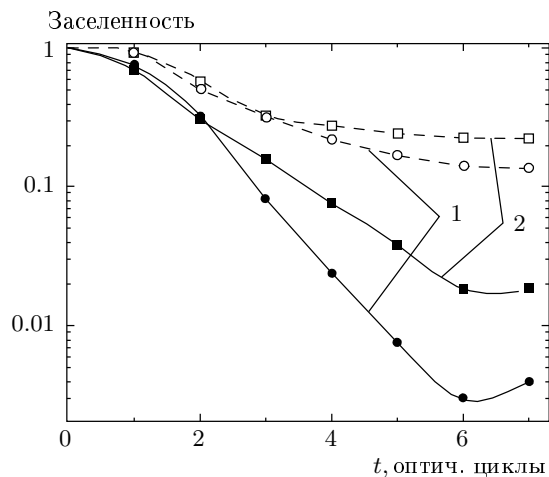


Рис. 5. Зависимости вероятности обнаружить атом в неионизованном состоянии (полые символы) и в исходном состоянии (сплошные символы) от времени для $\hbar\omega = 0.5$ эВ, $P = 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см², $t_f = T$, $t_p = 5T$. В начальный момент атом находился в состояниях $2s$ (1) и $2p$, $m = 0$ (2)

с характерным периодом лазерного поля, что не позволяет рассмотреть процесс фотоионизации в рамках туннельной квазистатической модели.

В случае воздействия на атом переменного низкочастотного поля очень существенным оказывается заселение вышележащих связанных состояний в процессе лазерного воздействия (рис. 5). Отметим, что возбуждение связанных состояний происходит гораздо эффективнее, чем в случае основного состояния и лазерной частоты, обеспечивающей тот же порядок многофотонности процесса ионизации. Этот факт, по-видимому, обусловлен «перемешиванием» состояний за счет «случайного» вырождения. Вследствие этого вероятности ионизации для начальных состояний $2s$ и $2p$, $m = 0$ оказываются различными. При этом существенное возбуждение вышележащих дискретных уровней не позволяет провести сравнение с моделью ППТ.

Таким образом, специфика ионизации возбужденного атома водорода фактически определяется эффектом «случайного» вырождения и «перемешиванием» состояний с различными орбитальными моментами, что приводит к невозможности сопоставления полученных данных с результатами теоретических подходов, не учитывающих вырождение.

3.3. Случай ультракороткого лазерного воздействия

Перейдем теперь к рассмотрению особенностей ионизации атома водорода низкочастотным электромагнитным полем с длительностью импульса, составляющей один–два оптических цикла. Такие импульсы представляют в последнее время большой интерес в связи с возможностью их использования для генерации одиночных аттосекундных импульсов [29]. Отметим прежде всего, что динамика различных процессов под действием таких импульсов существенно зависит от абсолютной фазы электрического поля волны. В связи с этим выражения (11), (12), использовавшиеся нами ранее для описания электрического поля волны, требуют некоторого уточнения.

Известно, что для любого реального лазерного импульса выполнено условие

$$\int \varepsilon(t) dt = 0, \tag{18}$$

где интеграл берется по всей длительности импульса. Условие (18) фактически означает, что поле лазера не имеет статической компоненты. Между тем в выражениях (11), (12) такая компонента может легко возникнуть, если дополнительно ввести фазовый сдвиг

$$\varepsilon \propto \cos(\omega t + \varphi)$$

или предположить, что на длительности фронта или «плато» импульса укладывается дробное число оптических периодов. Поэтому в случае ультракоротких импульсов удобнее определить электрическое поле через векторный потенциал

$$\varepsilon = -\frac{dA/dt}{c},$$

где

$$A(t) = A_0(t) \sin(\omega t + \varphi), \tag{19}$$

причем выражение для $A_0(t)$ аналогично выражению (12). При таком определении поля условие (18) выполнено автоматически для импульса произвольной формы и конечной длительности. В дальнейшем мы будем вместо амплитуды векторного потенциала задавать электрическое поле

$$\varepsilon_0 = \frac{\omega A_0}{c}$$

или интенсивность

$$P = \frac{c\varepsilon_0^2}{8\pi}.$$

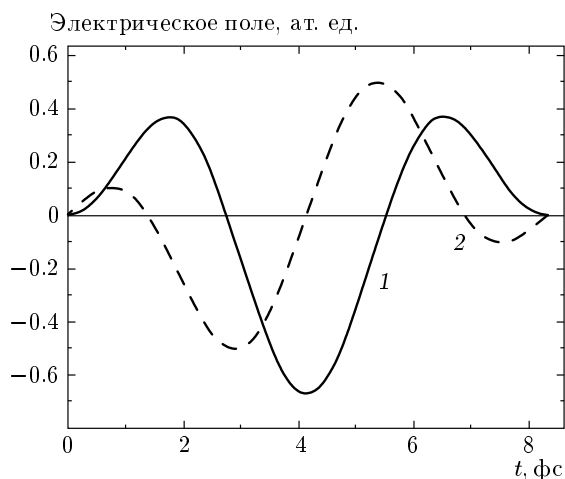


Рис. 6. Напряженности электрического поля волны в зависимости от времени (в относительных единицах) в импульсах длительностью в один оптический цикл при одинаковых значениях полной энергии импульса для значений абсолютной фазы $\varphi = 0$ (1) и $\pi/2$ (2)

Очевидной спецификой ультракоротких импульсов является зависимость максимального значения напряженности поля от абсолютной фазы φ (при одной и той же полной энергии), а также нелинейная связь энергии импульса и его длительности (при одном и том же максимальном значении напряженности поля, достигаемой в импульсе). В качестве примера на рис. 6 приведены графики зависимости напряженности электрического поля волны от времени для импульса длительностью в один оптический цикл ($t_f = 0.5T$, $t_p = 0$) для двух значений фазы (18) $\varphi = 0$ и $\pi/2$ (энергии обоих импульсов одинаковы).

Спецификой воздействия ультракороткого импульса на квантовую систему является принципиальная невозможность ввести понятие вероятности ионизации в единицу времени. Поэтому в дальнейшем мы будем говорить только о вероятности ионизации за импульс. Другой важной особенностью ультракороткого импульса является немонахроматичность поля излучения. Для импульса длительностью в один–два оптических цикла ширина спектра излучения оказывается порядка несущей частоты. В такой ситуации для различных частотных компонент поля излучения порядок многофотонности процесса ионизации может сильно различаться, что может существенно сказаться на вероятности ионизации (см., например, [10]). Однако в «глубоком» туннельном режиме, когда $\gamma \ll 1$, вероят-

ность ионизации определяется статической формулой и не зависит от частоты излучения в пределах спектральной ширины импульса. Поэтому понижение порядка многофотонности никак не должно сказаться на величине вероятности ионизации. Выше было показано, что в исследуемом нами диапазоне частот лазерного излучения $\hbar\omega > 0.5$ эВ использование статической формулы для определения вероятности туннелирования недостаточно. Поэтому естественно ожидать некоторой специфики туннельной ионизации в предельном случае ультракороткого лазерного воздействия. На рис. 7 приведены зависимости от интенсивности вероятности ионизации основного состояния атома водорода лазерным импульсом длительностью в один оптический цикл для двух значений фазы $\varphi = 0$ и $\pi/2$ при неизменной полной энергии импульса. При этом данные, полученные в низкочастотном случае для $\hbar\omega = 0.5$ эВ (рис. 7а), сравнивались с результатом, полученным путем интегрирования по времени статической формулы (15), выполненного с учетом временной зависимости для каждого конкретного значения фазы φ . Как расчетные, так и аналитические зависимости свидетельствуют о заметном различии вероятностей ионизации, полученных для различных значений φ , причем это отличие оказывается особенно существенным в области относительно слабых полей.

Наблюдаемое различие обусловлено двумя факторами. Во-первых, для выбранной формы импульса (19) при одной и той же его энергии максимальное значение напряженности поля, достигаемое в импульсе, определяется фазой φ и оказывается меньше в 1.13 раза для значения $\varphi = \pi/2$ по сравнению со случаем $\varphi = 0$. Поскольку в низкочастотном статическом пределе туннельная ионизация преимущественно происходит в малом интервале времени вблизи момента достижения максимума поля и в значительной мере определяется этим максимальным значением напряженности поля, указанное небольшое различие максимальных полей заметно сказывается на вероятностях ионизации для случаев $\varphi = 0$ и $\pi/2$. Кроме того, в соответствии с формулой (19), импульс длительностью в несколько оптических циклов при различных значениях φ характеризуется существенно разной формой. В частности, для случая $\varphi = 0$ максимальное значение поля (по абсолютной величине) достигается только один раз, в то время как для $\varphi = \pi/2$ это происходит дважды в течение импульса (см. рис. 6). При этом при фиксированном значении максимальной напряженности поля, достигаемой в одноцикловом импульсе, вероятность ионизации для $\varphi = \pi/2$ должна пример-

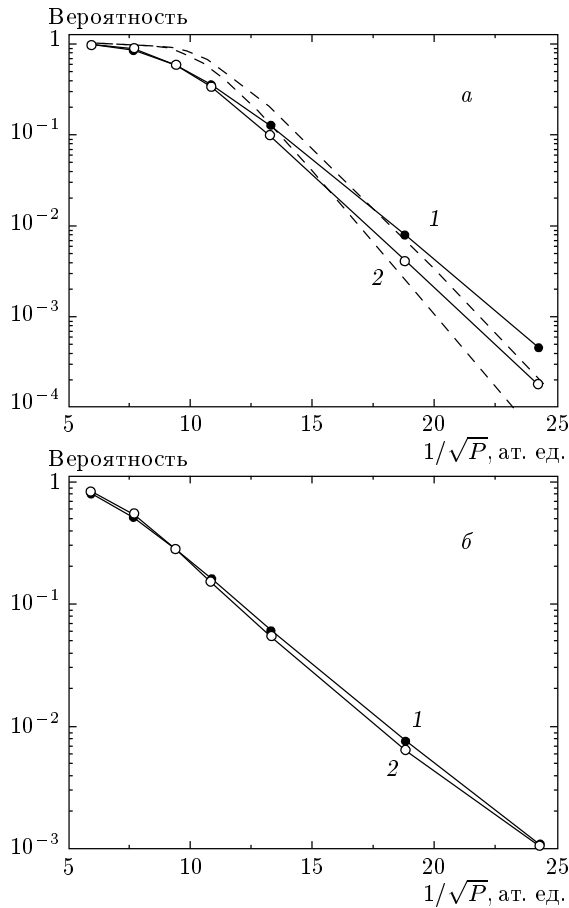


Рис. 7. Вероятности ионизации основного состояния атома водорода лазерным импульсом длительностью в один оптический цикл для $\hbar\omega = 0.5$ (а) и 1.5 (б) эВ как функции величины $1/\sqrt{P}$. Значения фазы равны $\varphi = 0$ (1) и $\pi/2$ (2). Штриховые кривые — расчеты по квазистатической формуле

но в два раза превышать вероятность ионизации в импульсе с $\varphi = 0$. Действительно, пересчет данных, представленных на рис. 7а для $\varphi = \pi/2$, для того же значения максимального поля, что и при $\varphi = 0$, приводит к двукратному превышению вероятности ионизации для случая фазы $\varphi = \pi/2$ по сравнению с $\varphi = 0$ во всем диапазоне лазерных интенсивностей за исключением режима насыщения.

Таким образом, картина ионизации ультракоротким одноцикловым импульсом с $\hbar\omega = 0.5$ эВ примерно соответствует адиабатическому случаю и фактически описывается в квазистатическом пределе (интегрированием выражения (15) с учетом временной огибающей лазерного импульса). То есть вероятность ионизации определяется числом «всплесков» поля и максимальным значением поля в каждом

«всплеске», но не зависит от значения параметра γ даже с учетом его возможных вариаций в пределах спектральной ширины импульса. Указанная специфика означает, что по вероятности ионизации можно экспериментально определять значение фазы ультракоротких лазерных импульсов.

Совсем иная ситуация имеет место при ионизации одноцикловым импульсом с $\hbar\omega = 1.5$ эВ (см. рис. 7б). Нетрудно видеть, что, в отличие от предыдущего случая, вероятности ионизации, полученные для двух значений фазы $\varphi = 0$ и $\pi/2$, практически совпадают. При этом соотношение величин максимальных значений напряженности электрического поля, достигаемых в течение импульса, остается таким же, как и в случае импульса с $\hbar\omega = 0.5$ эВ. Это означает, что относительный вклад ионизации для фазы $\varphi = \pi/2$ возрастает при переходе к неадиабатическому режиму, т. е. в условиях $\gamma \geq 1$ картина ионизации уже не соответствует квазистатическому пределу. Наблюдаемое относительное возрастание ионизации для $\varphi = \pi/2$ может являться результатом частично конструктивной интерференции процессов перехода электрона в континуум под действием двух «всплесков» поля, характеризующих лазерный импульс в этом случае (рис. 6, кривая 2). При $\varphi = 0$ имеется лишь один основной «всплеск» поля (рис. 6, кривая 1), так что интерференция оказывается подавленной. Указанный эффект обусловлен сильной зависимостью формы импульса от фазы φ , которая имеет место в одно-двухцикловых импульсах и пропадает при условии $\omega\tau \gg 1$, т. е. в импульсах с большим числом оптических периодов.

Влияние фазовых эффектов наиболее четко можно проследить по зависимости вероятности ионизации исследуемой системы от длительности лазерного импульса, рассчитанной по окончании лазерного воздействия. В случае, близком к адиабатическому, при $\hbar\omega = 0.25$ эВ (рис. 8а), различие результатов расчетов для начальной фазы $\varphi = 0$ и $\pi/2$ оказывается существенным только для импульсов в один и два оптических цикла. При этом все данные (включая случай ультракороткой длительности импульса) находятся в хорошем согласии с результатами, полученными путем интегрирования статической формулы (15) с учетом зависимости электрического поля от времени. Таким образом, данные, представленные на рис. 8а, еще раз подтверждают, что при $\hbar\omega \leq 0.5$ эВ картина ионизации близка к квазистатической, поэтому вся специфика воздействия ультракоротких лазерных импульсов может быть объяснена в рамках этого же подхода.

Ситуация оказывается иной в случае исследо-

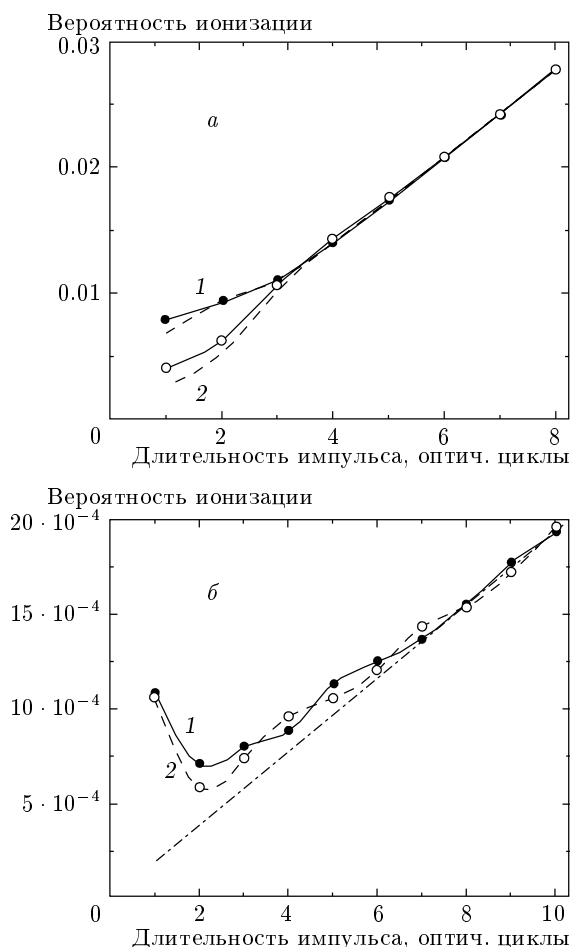


Рис. 8. Вероятности ионизации атома водорода в зависимости от длительности импульса $\tau = 2t_f$ ($t_p = 0$) для $\varphi = 0$ (1) и $\pi/2$ (2); *a* — энергия кванта поля $\hbar\omega = 0.5$ эВ, $P = 10^{14}$ Вт/см², штриховые кривые соответствуют расчетам в квазистатическом пределе; *b* — энергия кванта поля $\hbar\omega = 1.5$ эВ, $P = 6 \cdot 10^{13}$ Вт/см², штрих-пунктирная линия — экстраполяция расчетных данных, полученных для длинных импульсов, в область малых значений τ

вания аналогичной зависимости для $\hbar\omega = 1.5$ эВ (рис. 8*б*). Различие вероятностей ионизации системы при воздействии лазерных импульсов, характеризующихся различными значениями фазы $\varphi = 0$ и $\pi/2$, имеет место вплоть до импульсов длительностью в десять оптических циклов. Примерно при такой же длительности происходит выход полученной зависимости на линейную, характерную для длительного лазерного воздействия. Наклон линейной зависимости, аппроксимирующей численные данные в пределе больших лазерных длительностей,

соответствует скорости ионизации системы, рассчитанной по общей формуле (14) в модели ППТ. Укорочение длительности лазерного импульса приводит к возрастанию различия результатов для $\varphi = 0$ и $\pi/2$, а также к увеличению вероятности ионизации системы по сравнению с теоретическим предсказанием. Последнее обусловлено увеличением спектральной ширины лазерного импульса по мере уменьшения его длительности. С учетом ширины спектра лазерного излучения возникает конечный интервал возможных значений параметра Келдыша γ . Причем для больших значений γ скорость ионизации системы оказывается выше (см. (14)). В результате в среднем вероятность ионизации за импульс превосходит теоретическую оценку, полученную в модели ППТ для центральной частоты.

Различие в вероятности ионизации системы для $\varphi = 0$ и $\pi/2$ для не слишком длинных импульсов обусловлено различием интерференционных вкладов от электронных волновых пакетов, образующихся в континууме на каждом полупериоде лазерного импульса. Указанное различие исчезает в пределе больших лазерных длительностей. Отметим, что впервые интерференция вкладов в ионизацию, полученных от соседних полупериодов лазерного поля, исследовалась в работе [30].

В предельном случае ультракороткого одноциклового импульса ионизация оказывается аномально высокой. Вероятность ионизации системы в этом случае оказывается близка к вероятности ионизации в импульсе длительностью пять оптических циклов. Причина этого может заключаться в следующем. Для импульса длительностью в один оптический период характерная спектральная ширина оказывается порядка несущей лазерной частоты. В этом случае трудно разделить по энергии конечные состояния электрона в континууме для многофотонных переходов с различным порядком многофотонности. Указанные конечные состояния оказываются «замыты» большой спектральной шириной, так что различные по многофотонности переходы фактически идут в одно и то же конечное состояние. Интерференция амплитуд этих переходов как раз и может привести к значительному увеличению вероятности ионизации системы. Отметим, что указанный эффект лежит за рамками теорий Келдыша и ППТ.

В рамках пространственно-временной картины отмеченный эффект проявляется в виде «подпитки» в течение импульса электронного волнового пакета в континууме. При этом указанный электронный волновой пакет оказывается широким и в течение всего импульса располагается в зоне действия атомного

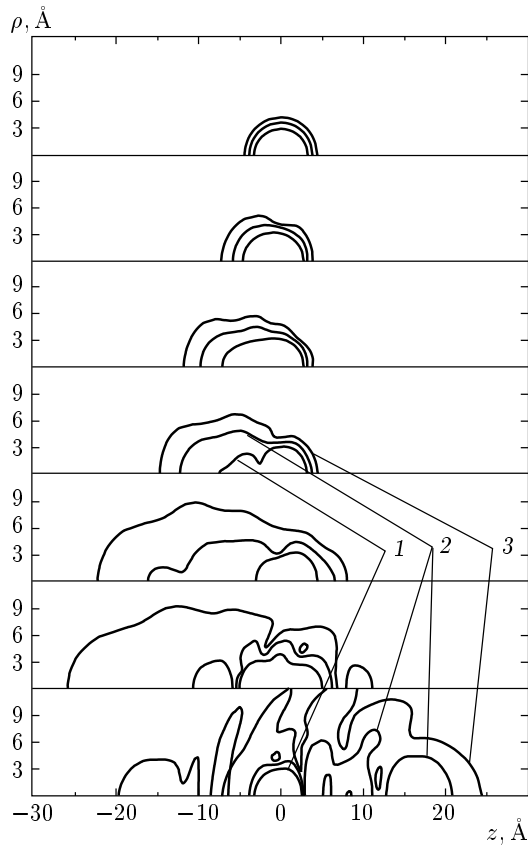


Рис. 9. Распределения электронной плотности $|\Psi(\rho, z)|^2$ в процессе ионизации $1s$ -состояния импульсом с интенсивностью $P = 10^{14}$ Вт/см² и длительностью в один оптический цикл для случая $\hbar\omega = 1.5$ эВ, $\varphi = \pi/2$. Моменты времени (сверху вниз): $t = 0, 0.2T, 0.4T, 0.5T, 0.7T, 0.9T, T$. Линии уровня: 1 — 1.0; 2 — 0.1; 3 — 0.01

остатка, перманентно рассеиваясь на нем (динамика электронного волнового пакета представлена на рис. 9). Такая картина резко контрастирует с низкочастотным пределом, когда даже в одноцикловом импульсе электронный волновой пакет в континууме заметно удаляется от ядра и рассеивается на нем, сильно расплывшись, лишь в момент возврата (см. рис. 10). Отметим еще раз, что формирующийся в континууме первоначально узкий пакет быстро расплывается и оказывается достаточно широким, существенно превышающим характерный атомный размер. Область локализации электронной плотности уже через половину оптического цикла превышает несколько десятков ангстрем и сильно возрастает в адиабатическом случае за счет более длительного расплывания, обусловленного большей длительностью периода поля. Отмеченные обстоятельства

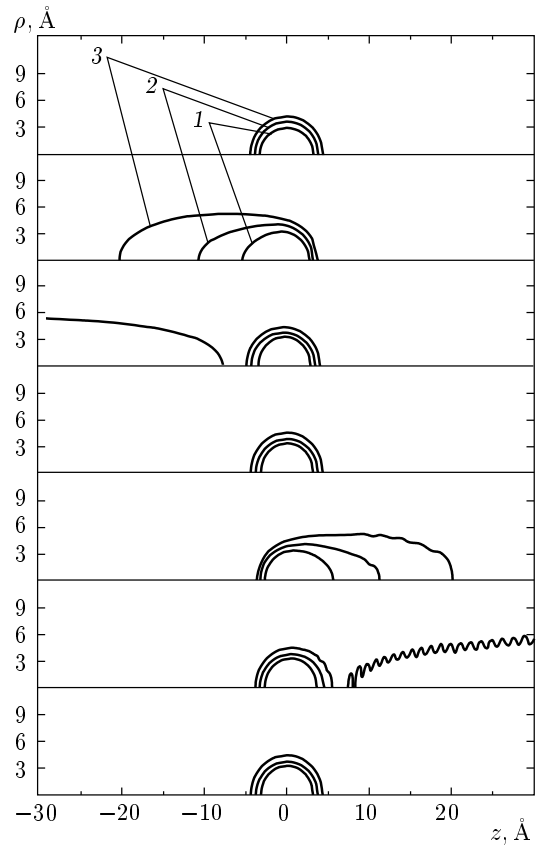


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но для $\hbar\omega = 0.25$ эВ

необходимо учитывать при анализе модели перерасcеяния электронного волнового пакета на родительском атомном остове [31].

Таким образом, специфика ультракороткого лазерного воздействия имеет место в случае не слишком малых частот, для которых параметр Келдыша в полях ниже порога надбарьерной ионизации оказывается порядка единицы. Указанная специфика проявляется наиболее сильно в импульсе длительностью в один оптический цикл и заключается в аномально большом величине вероятности ионизации по сравнению с теоретическими предсказаниями. В низкочастотном пределе специфика воздействия ультракоротких лазерных импульсов заключается в наличии фазовых эффектов, которые могут быть легко поняты в рамках квазистатической картины ионизации.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе построена численная модель ионизации атома водорода в фем-

тосекундном лазерном импульсе. Детально исследован процесс ионизации при различных значениях параметра адиабатичности (Келдыша). Показано, что адиабатический режим туннельной ионизации реализуется лишь для энергий лазерного кванта $\hbar\omega \leq 0.5$ эВ. При этом оказывается существенным не только выполнение условия $\gamma \ll 1$, но и обеспечение с большим запасом соотношения $\hbar\omega/I \ll 1$ (I — потенциал ионизации системы). В противном случае может иметь место заселение целой группы состояний дискретного спектра, что изменяет картину ионизации. Отметим, что излучение титан-сапфирового лазера (который наиболее часто используется в лабораторных экспериментах по ионизации атомов в сильных полях) характеризуется значением $\hbar\omega = 1.55$ эВ, что не соответствует квазистатическому режиму туннельной ионизации большинства нейтральных атомов и молекул. Модель Переломова–Попова–Терентьева не только качественно, но и количественно описывает ионизацию атома водорода в неадиабатическом режиме вплоть до значений $\gamma \approx 1.5$ –2, которые часто относят уже к многофотонной ионизации. При значениях $\gamma \geq 2$ существенными оказываются многофотонные резонансы между состоянием $1s$ и одним из возбужденных атомных состояний, что приводит к отличию расчетных данных от предсказаний модели ППТ. Естественным ограничением модели ППТ по интенсивности сверху является порог надбарьерной ионизации. При этом в области надбарьерных полей наблюдается тенденция к стабилизации системы, связанная с существенной перестройкой атомного спектра и формированием «атома, одетого полем».

В настоящей работе также проанализирована специфика ионизации системы ультракоротким лазерным импульсом длительностью в несколько оптических периодов. Показано, что в адиабатическом режиме особенности ионизации заключаются только в наличии фазовых эффектов, которые легко могут быть поняты на основе квазистатической картины ионизации. В неадиабатическом случае при воздействии одноцикловым импульсом имеет место аномально высокая ионизация системы, обусловленная интерференцией амплитуд переходов в континуум с различным порядком многофотонности, возникающей вследствие большой спектральной ширины лазерного импульса.

Проведенные исследования позволяют также сделать ряд выводов, существенных для оптимизации процессов многоэлектронной ионизации атомных и молекулярных систем, а также генерации гармоник высокого порядка и получения импульсов аттосекундной длительности.

Обычно полагается, что как для процесса непоследовательной двухэлектронной ионизации, так и для генерации гармоник высокого порядка лазерная частота должна быть как можно меньше, а ионизация первого электрона должна происходить в «глубоком» туннельном режиме ($\gamma \ll 1$). Такие условия непосредственно вытекают из модели перерасеяния [31], согласно которой максимально возможная энергия электрона в континууме в момент возврата его к атомному остову в лазерном поле составляет приблизительно $3.17U_p$ ($U_p = e^2\varepsilon^2/4m\omega^2$ — пондеромоторный потенциал) и квадратично растет с уменьшением частоты. Однако вероятность указанных процессов зависит не только от энергии возвращающегося электрона, но и определяется эффективностью рассеяния возвращающегося электронного волнового пакета на родительском ионе. Как уже отмечалось, в адиабатическом режиме туннельной ионизации (в низкочастотном пределе) возникающий в континууме электронный волновой пакет успевает очень сильно расплыться за половину оптического периода, так что рассеяние оказывается малоэффективным. Как было показано выше, большая эффективность рассеяния достигается в случае увеличения частоты лазерного излучения и воздействия предельно коротким одноцикловым лазерным импульсом. Хотя в этом случае спектр гармоник оказывается сплошным, в этих условиях возможна генерация одиночного аттосекундного импульса, интенсивность которого оказывается больше, чем для других условий. Генерация одиночного аттосекундного импульса может быть также достигнута и в случае большого по длительности лазерного импульса высокой интенсивности, при которой вся ионизация происходит фактически уже на первом периоде поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16234) а также грантами Президента РФ №№ НШ-1713.2003.2, МД-3498.2005.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
2. А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ **50**, 225 (1966).
3. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **50**, 1393 (1966); **51**, 309 (1966).
4. А. М. Переломов, В. С. Попов, ЖЭТФ **52**, 514 (1967).

5. А. И. Никишов, В. И. Ритус ЖЭТФ **52**, 223 (1967).
6. В. С. Попов, В. П. Кузнецов, А. М. Переломов, ЖЭТФ **53**, 331 (1967).
7. F. H. M. Faisal, J. Phys. B **6**, L89 (1973).
8. H. R. Reiss, Phys. Rev. A **22**, 1786 (1980); Phys. Rev. A **42**, 1476 (1990).
9. H. R. Reiss, Progr. Quant. Electron. **16**, 1 (1992).
10. В. С. Попов, УФН **174**, 921 (2004).
11. M. Gavrila, J. Phys. B **35**, R147 (2002).
12. А. М. Попов, О. В. Тихонова, and Е. А. Волкова, J. Phys. B **36**, R125 (2003).
13. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, J. Phys. B **21**, L155 (1988).
14. M. Pont and M. Gavrila, Phys. Rev. Lett. **65**, 2362 (1990).
15. J. H. Hoogenraad, R. B. Vrijen, and L. D. Noordam, Phys. Rev. A **50**, 4133 (1994).
16. M. P. de Boer et al., Phys. Rev. A **50**, 4085 (1994).
17. N. J. van Drutten et al., Phys. Rev. A **55**, 622 (1997).
18. K. C. Kulander, Phys. Rev. A **35**, 445 (1987).
19. K. C. Kulander, K. J. Shafer, and J. L. Krause, Phys. Rev. Lett. **20**, 2601 (1991).
20. M. Gajda, B. Piraux, and K. Rzazewski, Phys. Rev. A **50**, 2528 (1994).
21. K. Im, R. Grobe, and J. H. Eberly, Phys. Rev. A **49**, 2853 (1994).
22. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, ЖЭТФ **113**, 593 (1998).
23. B. Piraux and R. M. Potvliege, Phys. Rev. A **57**, 5009 (1998).
24. А. М. Попов, О. В. Тихонова, and Е. А. Волкова, Laser Phys. **10**, 188 (2000).
25. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, Опт. и спектр. **88**, 5 (2000).
26. А. М. Попов, О. В. Тихонова, and Е. А. Волкова, J. Phys. B **32**, 3331 (1999).
27. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением*, Физматлит, Москва (2001).
28. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1974).
29. В. Т. Платоненко, В. В. Стрелков, Ф. В. Игнатович, КЭ **28**, 43 (1999).
30. S. P. Goreslavsky and S. V. Popruzhenko, Laser Phys. **8**, 1013 (1998).
31. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993).