

ДВУХЭЛЕКТРОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ: ЭФФЕКТ ПЕРЕРАССЕЯНИЯ И МЕЖЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

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

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 апреля 2000 г.

На основе метода прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера исследуется процесс двухэлектронной ионизации лазерным импульсом высокой интенсивности модельной двухэлектронной квантовой системы, описывающей одномерный отрицательный ион водорода. Анализируется возможность интерпретации полученных данных в рамках концепции перерассеяния. Продемонстрирована важная роль межэлектронных корреляций для описания явления двухэлектронной ионизации.

PACS: 32.80.Fb

1. ВВЕДЕНИЕ

После обнаружения эффекта образования многозарядных ионов при воздействии мощного лазерного поля на отдельные атомы [1] были поставлены многочисленные эксперименты (см., например, [2–7]) с целью установления механизма многократного увеличения выхода фотоэлектронов по сравнению с моделью, рассматривающей образование многозарядного иона как последовательность независимых друг от друга одноэлектронных фотоионизаций. Однако механизм образования многозарядных ионов в поле интенсивного излучения остается невыясненным до настоящего времени. Среди моделей, призванных описать явление многоэлектронной ионизации, в последнее время наиболее популярной является модель перерассеяния, предложенная в [8, 9]. В соответствии с этой моделью отрыв от атома второго электрона происходит в результате столкновения с родительским ионом первого фотоэлектрона, совершающего почти свободные колебания в поле лазерного излучения. Одной из характерных особенностей эффекта двухэлектронной ионизации является образование так называемого «колена» на зависимости вероятности образования дву-

кратно заряженных ионов от интенсивности излучения [2]. Возможность описания «колена» в рамках модели перерассеяния, по-видимому, является в настоящее время основным аргументом в пользу этой теории.

Быстрый прогресс вычислительной техники открыл новые возможности в исследовании динамики атомарных систем в сильных световых полях. Численное интегрирование нестационарного уравнения Шредингера для атома в поле световой волны без каких-либо упрощающих предположений позволяет не только сопоставить расчетные данные с предсказанием различных аналитических моделей, но и получить детальную информацию о протекании процесса на всех его стадиях, недоступную для современных лабораторных экспериментов.

Возможности современных компьютеров позволяют проводить моделирование динамики ионизации реального трехмерного атома гелия [10, 11]. Такие расчеты требуют интегрирования пятимерного нестационарного уравнения Шредингера, что делает невозможным проведение систематических расчетов в широком диапазоне параметров лазерного импульса. Поэтому для моделирования динамики двухэлектронной ионизации в настоящее время предпочтительней ограничиться рассмотрением эволю-

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

ции двухэлектронных модельных одномерных квантовых систем в поле лазерного излучения.

Вопрос о возможности исследования динамики реальных атомно-молекулярных систем в рамках одномерных моделей неоднократно обсуждался в литературе (см., например, [12, 13]). Так, в [13] было продемонстрировано качественное согласие между результатами одномерных и трехмерных расчетов динамики ионизации одноэлектронной квантовой системы с короткодействующим потенциалом в сильном лазерном поле. При этом оказалось, что при вычислении порога эффекта стабилизации наблюдается не только качественное, но и количественное согласие расчетных данных. В случае двухэлектронных систем (атома гелия) качественное согласие результатов расчетов для трехмерных и одномерных моделей следует из сопоставления данных, полученных соответственно в [11] и [14–17].

Что касается другой двухэлектронной системы, отрицательного иона водорода, то ее эволюция в поле волны подробно анализируется в [18–21]. Однако, несмотря на детальную картину процесса двукратной ионизации, полученную в [16, 20] для атома гелия и отрицательного иона водорода, механизм фотототрива двух электронов в сильном лазерном поле так и не был выяснен до конца. Как в [16], так и в [20] компьютерные эксперименты проводились для параметров лазерного воздействия, соответствующих режиму многофотонной ионизации. В то же время возникновение эффекта перерасеяния, приводящего к образованию двукратно заряженных ионов, обычно связывают с туннельным режимом ионизации. Поэтому в данной работе исследование режима двукратной ионизации модельного отрицательного иона водорода выполнено в области параметров Келдыша $\gamma \leq 1$. Показано, что явление перерасеяния электрона на родительском центре с последующей ионизацией электронным ударом не может описать эффект двухэлектронной ионизации. Обращается внимание на важную роль квантовых межэлектронных корреляций в процессе лазерного воздействия на атом и невозможность вследствие этого использовать представление об одноэлектронных волновых функциях для описания динамики двухэлектронной системы в сильном световом поле.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Аналогично [20], гамильтониан одномерной двухчастичной квантовой системы, моделирующей отри-

цательный ион водорода, выбирался в виде (используется атомная система единиц)

$$H_0 = \sum_{i=1}^2 (T_i + V(x_i)) + V_{12}(x_1, x_2). \quad (1)$$

Здесь T_i — кинетическая энергия i -го электрона,

$$V(x_i) = -\frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + x_i^2}}$$

— энергия его взаимодействия с ядром,

$$V_{12} = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + (x_1 - x_2)^2}}$$

— энергия взаимодействия электронов друг с другом, α — параметр сглаживания. В данной работе, как и в [20], полагалось $\alpha = 0.92 \text{ \AA}$. При таком значении параметра α в системе имеется единственное связанное стационарное состояние с потенциалом ионизации $I \sim 1.1 \text{ эВ}$, при этом энергия связи второго электрона равна $E_H = -11.45 \text{ эВ}$. Эта величина фактически является потенциалом ионизации модельного одномерного атома водорода при использованном значении параметра сглаживания. Более подробная информация о структуре энергетического спектра и волновых функций стационарных состояний исследуемой системы содержится в [20].

Взаимодействие системы с полем электромагнитной волны рассматривалось в дипольном приближении

$$W(x_1, x_2, t) = (x_1 + x_2)\varepsilon(t) \cos(\omega t), \quad (2)$$

где ω — частота электрического поля волны, $\varepsilon(t)$ — огибающая импульса.

Интегрирование нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом

$$H = H_0(x_1, x_2) + W(x_1, x_2, t) \quad (3)$$

проводилось для значений энергии лазерного кванта $\hbar\omega = 2 \text{ эВ}$ ($\omega = 0.0735$) в диапазоне интенсивностей $P = 10^{11} - 4 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. В указанном диапазоне интенсивностей параметр Келдыша

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2I}}{\varepsilon}$$

изменяется в пределах от 10 до 0.2, т. е. в области интенсивностей $P \geq 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ ионизация происходит в туннельном или надбарьерном режиме.

Все расчеты проводились для импульса сглаженной трапецидальной формы

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} \varepsilon_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2t_f}, & t \leq t_f, \\ \varepsilon_0, & t_f \leq t \leq t_f + t_p, \\ \varepsilon_0 \sin^2 \frac{\pi [t - (2t_f + t_p)]}{2t_f}, & t_f + t_p \leq t \leq 2t_f + t_p, \end{cases} \quad (4)$$

с длительностью фронтов $t_f = 2T$ и «полки» $t_p = 5T$, где $T = 2\pi/\omega$ — период оптических колебаний.

Аналогично [20], нестационарное уравнение Шредингера интегрировалось на сетке в координатах

$$\xi = \frac{x_1 + x_2}{\sqrt{2}}, \quad \eta = \frac{x_1 - x_2}{\sqrt{2}}.$$

Область интегрирования выбиралась в виде прямоугольника $\xi \in (-\xi_{max}, \xi_{max})$, $\eta \in (-\eta_{max}, \eta_{max})$, где $\xi_{max} = 120 \text{ \AA}$, $\eta_{max} = 250 \text{ \AA}$. Такая симметричная, в отличие от [20], пространственная область интегрирования нестационарного уравнения Шредингера позволяет проводить моделирование в приближении «пассивного» электрона. В рамках этого приближения действие поля на один из электронов «отключается», а оператор взаимодействия с электромагнитным полем записывается в виде [19]

$$W = x_1 \varepsilon(t) \cos(\omega t). \quad (5)$$

При этом второй электрон оказывается «пассивным»: его энергия изменяется только в результате взаимодействия с первым «активным» электроном. Таким образом, исследование динамики двухэлектронной системы с оператором взаимодействия в виде (5) позволяет исследовать приближение «пассивного» электрона и выявить вклад обмена энергией между электронами в явление двухэлектронной ионизации. Вообще говоря, обмен энергией между электронами в двухэлектронной сильно коррелированной системе, каковой является отрицательный ион водорода, не может быть сведен к классическому (или полуклассическому) эффекту рассеяния «активного» электрона на «пассивном». Однако, если двухэлектронная ионизация действительно есть результат рассеяния фотоэлектрона на родительском атоме, то модель «пассивного» электрона должна давать хорошее согласие с результатами решения уравнения Шредингера с точным гамильтонианом (3).

Вычисление вероятностей одно- и двухэлектронной ионизации по волновой функции $\Psi(x_1, x_2, t)$, полученной в результате численного решения нестационарного уравнения Шредингера, проводилось сле-

дующим образом. Вероятность обнаружить систему в исходном (неионизованном) состоянии есть

$$W_0(t) = |C_0(t)|^2 = |\langle \Psi(x_1, x_2, t) | \varphi_0(x_1, x_2) \rangle|^2, \quad (6)$$

где $\varphi_0(x_1, x_2)$ — волновая функция стационарного состояния системы. Вероятности одно- и двухэлектронной ионизации рассчитывались по функции

$$\tilde{\Psi}(x_1, x_2, t) = \Psi(x_1, x_2, t) - C_0(t) \varphi_0(x_1, x_2) \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} E_0 t \right\}, \quad (7)$$

где E_0 — энергия стационарного состояния $\varphi_0(x_1, x_2)$.

Поскольку расчет двухэлектронных волновых функций, соответствующих стационарным состояниям одно- и двухэлектронного континуума, представляет собой отдельную трудную задачу, вероятности одно- и двухэлектронной ионизации вычислялись по волновой функции $\tilde{\Psi}(x_1, x_2, t^*)$ по методике, аналогичной [16]. Волновые функции одноэлектронного континуума отличны от нуля в случае, если координата одного из электронов близка к нулю. В случае состояний, принадлежащих двухэлектронному континууму, волновые функции отличны от нуля в области, удаленной от обеих осей координат. Поэтому вероятности одноэлектронной и двухэлектронной ионизации определяются как

$$W_1 = \int_{-a}^a dx_1 \int_{-\infty}^{\infty} dx_2 \left| \tilde{\Psi}(x_1, x_2, t^*) \right|^2 + \int_{-a}^a dx_2 \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \left| \tilde{\Psi}(x_1, x_2, t^*) \right|^2 - \int_{-a}^a dx_1 \int_{-a}^a dx_2 \left| \tilde{\Psi}(x_1, x_2, t^*) \right|^2, \quad (8)$$

$$W_2 = 1 - W_0 - W_1.$$

При вычислении величин W_1 , W_2 полагалось, что $a = 5 \text{ \AA}$, а момент времени $t^* = 11T$, что соответствует двум периодам после окончания лазерного импульса.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основной результат моделирования, описывающий вероятность обнаружить систему в исходном состоянии по окончании лазерного воздействия, а также вероятности одно- и двухэлектронной ионизации, представлен на рис. 1*а-в*. Сплошные кривые соответствуют точному расчету, а штриховые — расчетам, проведенным в приближении «пассивного» электрона, когда электрическое поле воздействует только на один «активный» электрон. В области слабых полей ($P \leq 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см²) полученные данные по вероятности одноэлектронной ионизации качественно совпадают друг с другом, а вероятность двухэлектронной ионизации пренебрежи-

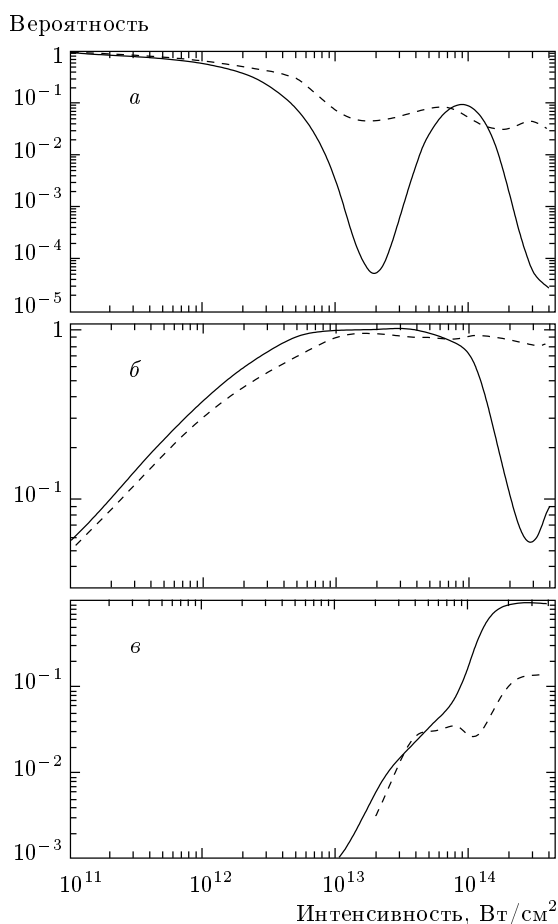


Рис. 1. Зависимости от интенсивности вероятности обнаружить систему в исходном неионизованном состоянии (*а*), а также вероятностей однократной (*б*) и двукратной (*в*) ионизации к концу лазерного импульса. Сплошные кривые — точный расчет, штриховые кривые — расчет в приближении «пассивного» электрона

мо мала. Важно отметить, что в силу принципа тождественности определить, какой из электронов покидает систему, а какой остается неионизованным — невозможно. Электроны эквивалентны, и на пространственном распределении $\rho = |\Psi(x_1, x_2)|^2$ возникает характерный «крест», описывающий режим одноэлектронной ионизации (рис. 2*а*). Казалось бы, в режиме «пассивного» электрона можно ожидать преимущественной ионизации только электрона, на который воздействует поле, в то время как вероятность ионизации «пассивного» электрона будет мала. Наши расчеты показали, что это не так. При сравнительно низких интенсивностях энергия, получаемая «активным» электроном от поля невелика и в результате межэлектронного взаимодействия успевает распределиться между обоими электронами примерно поровну. Как результат, фотоотрыв «активного» или «пассивного» электрона практически равновероятен. Это утверждение подтверждается представленным на рис. 2*б* распределением $|\Psi(x_1, x_2)|^2$, а также временной динамикой средних по квантовому состоянию значений координаты каждого из электронов. Эти величины рассчитывались по формуле

$$\langle x_i(t) \rangle = \int x_i |\Psi(x_1, x_2, t)|^2 dx_1 dx_2, \quad i = 1, 2,$$

и представлены на рис. 3. Как видно, колебания «активного» электрона в поле волны приводят к возбуждению в противофазе колебаний «пассивного» электрона и последующей ионизации одного из них. Аналогичные данные по величине ускорения d^2x_i/dt^2 «активного» и «пассивного» электронов, полученные в расчетах [19], также показали важную роль обмена энергией между электронами в области полей, соответствующих режиму одноэлектронной ионизации. При этом в условиях ультракороткого импульса преимущественные направления вылета «активного» и «пассивного» электронов оказываются противоположными (см. также рис. 2*б*). Отметим также, что в области интенсивностей $P \leq 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см² расчеты вероятности однократной ионизации в приближении «пассивного» электрона не более чем на 30% отличаются от результатов точных расчетов.

При повышении интенсивности излучения выше значения $P = 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см² приближение пассивного электрона дает сильно завышенное значение вероятности неионизации. При $P = 10^{13}$ Вт/см² точный расчет дает практически полную ионизацию, в то время как в модели пассивного электрона ве-

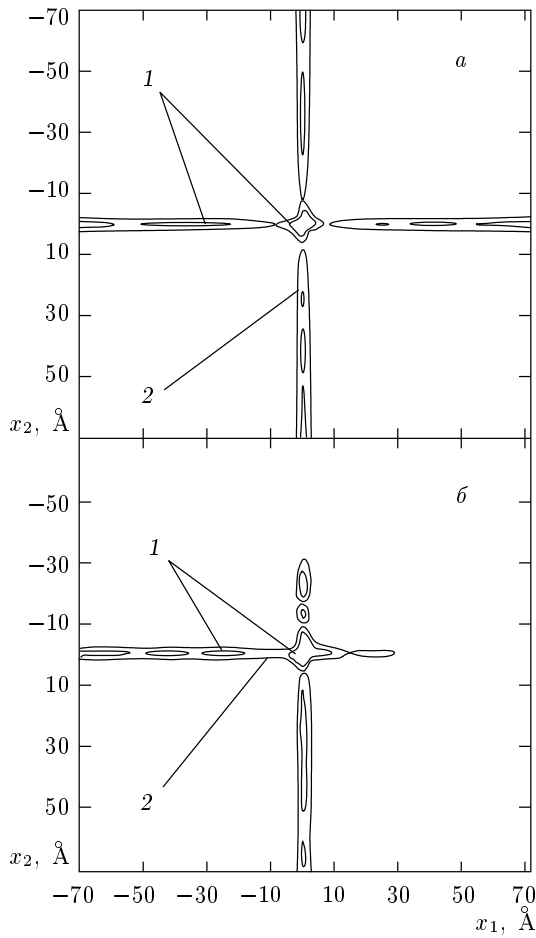


Рис. 2. Пространственная структура волновой функции $|\Psi(x_1, x_2)|^2$ к концу лазерного импульса с интенсивностью $P = 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см²: *a* — точный расчет, *б* — приближение «пассивного» электрона. Линии равной плотности вероятности соответствуют значениям 10^{-4} (1), 10^{-3} (2)

роятность неионизации составляет $\sim 5-7\%$. Фактически это означает, что при таких интенсивностях межэлектронный обмен энергией уже не успевает распределить ее поровну между «активным» и «пассивным» электронами. Результаты расчета квантовомеханических средних $\langle x_i(t) \rangle$, $i = 1, 2$, при $P = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см², представленные на рис. 4, подтверждают сделанный вывод: динамика «активного» и «пассивного» электронов в течение импульса существенно различна. Амплитуда колебаний «пассивного» электрона примерно на порядок величины меньше амплитуды колебаний «активного» электрона. Отметим, что в случае точных расчетов динамика квантовомеханических средних $\langle x_i(t) \rangle$ одинакова для обоих электронов, поскольку гамильтониан (3)

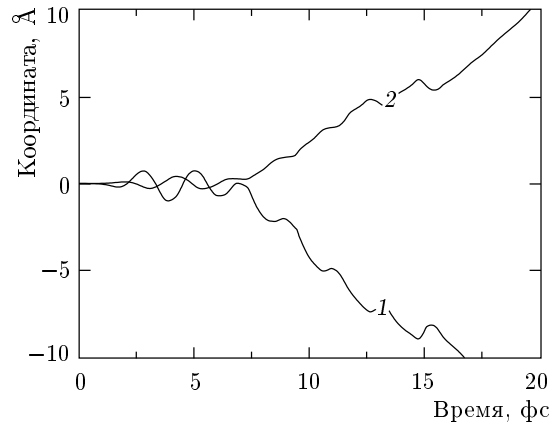


Рис. 3. Зависимость от времени средних по квантовому состоянию значений координат «активного» (1) и «пассивного» (2) электронов. Интенсивность излучения $P = 3 \cdot 10^{12}$ Вт/см²

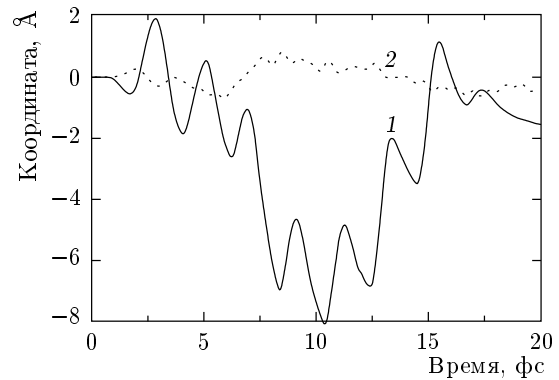


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для $P = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см²

симметричен относительно замены $x_1 \leftrightarrow x_2$.

В области интенсивностей $P \geq 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см² в наших расчетах была обнаружена двухэлектронная ионизация системы. Зависимость вероятности двухэлектронной ионизации от интенсивности (см. рис. 1б) в области $P = 4-7 \cdot 10^{13}$ Вт/см² демонстрирует характерное «колесо» [2], обычно связываемое с явлением перерасеяния образовавшегося фотоэлектрона на родительском атоме [8, 9]. При интенсивностях $P \geq 8 \cdot 10^{13}$ Вт/см² вероятность двухэлектронной ионизации быстро возрастает и выходит на насыщение, соответствующее значению $W_2 \approx 1$. Расчеты динамики системы в приближении «пассивного» электрона также приводят к наличию двухэлектронной ионизации, которая, очевидно, возникает в результате обмена энергией между электронами.

Этот обмен энергиями между электронами можно интерпретировать как «перерасcеяние», однако такое определение эффекта перерасcеяния, вообще говоря, не тождественно классической трактовке явления [9]. Существенно также, что согласие данных точных расчетов и расчетов в приближении «пассивного» электрона наблюдается только в области $P < 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², соответствующей «колену» на зависимости $W_2(P)$. В области больших значений интенсивности в модели «пассивного» электрона вероятность двукратной ионизации остается на уровне $\sim 0.05-0.1$, в то время как точное значение выходит на уровень ≈ 1 . Это означает, что в сильном поле двукратная ионизация возникает преимущественно в результате прямого воздействия поля волны на оба электрона и не связана с эффектом перерасcеяния. Казалось, бы эффект перерасcеяния, понимаемый классически [9], может быть причиной двукратной ионизации в области интенсивностей, соответствующих «колену» на зависимости $W_2(P)$. Однако это не так. Действительно, в туннельном режиме ионизации максимальная кинетическая энергия фотоэлектрона, с которой он возвращается к родительскому атому через полпериода поля электромагнитной волны, составляет величину

$$E_{max} \simeq 3U_p = 3\epsilon^2/4\omega^2$$

и в наших условиях при $P = 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² равна $E_{max} \simeq 3.8$ эВ, что значительно меньше не только потенциала ионизации, но и потенциалов возбуждения всех состояний одномерного атома водорода. На наш взгляд, такая ситуация не позволяет интерпретировать полученные данные как эффект перерасcеяния фотоэлектрона на родительском атоме. В условиях наших расчетов ионизация родительского атома электронным ударом становится возможной в области $P \geq 10^{14}$ Вт/см², т.е. там, где модель «пассивного» электрона не может описать данных, полученных в точных расчетах.

Таким образом, в условиях наших расчетов наблюдающаяся двукратная ионизация двухэлектронной системы не может быть интерпретирована как фотоотрыв одного (внешнего) электрона и последующая ионизация электронным ударом второго (внутреннего) электрона через полпериода поля электромагнитной волны.

Существенно отметить, что попытка описания двухэлектронной ионизации в рамках концепции перерасcеяния фактически предполагает возможность введения одноэлектронных волновых функций, описывающих состояние каждого из электронов в процессе ионизации. Такое предположение является об-

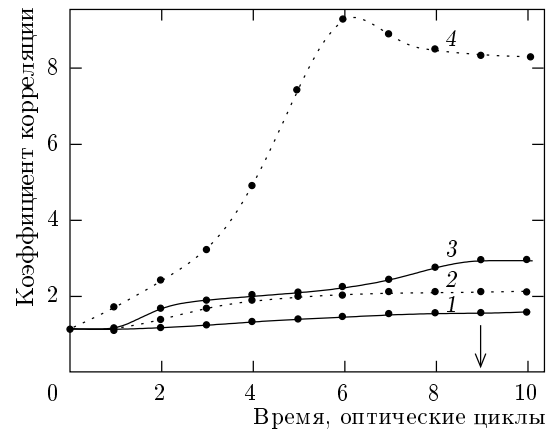


Рис. 5. Зависимость от времени коэффициента корреляции двухэлектронной системы для различных значений интенсивностей излучения (Вт/см²): 1 — $3 \cdot 10^{12}$, 2 — 10^{13} , 3 — 10^{14} , 4 — $2 \cdot 10^{14}$. Стрелкой обозначен конец лазерного импульса

основанным лишь в рамках приближения самосогласованного поля. Однако правомерность использования этого приближения для описания динамики ионизации многоэлектронных атомов в сильном электромагнитном поле сомнительна [14, 16, 21]. Попытка использовать нестационарные уравнения Хартри для описания фотоионизации модельного одномерного отрицательного иона водорода [21] показала, что эти уравнения качественно правильно описывают динамику процесса лишь в слабых полях, когда речь идет только об отрыве одного электрона. В случае, когда двухэлектронная ионизация существенна, приближение самосогласованного поля даже качественно не описывает динамику системы. Поэтому взаимодействие между электронами, точно учитываемое при решении двухчастичного уравнения Шредингера, не может быть описано как электростатическое взаимодействие двух распределенных зарядов.

Количественно невозможность описать состояние двухэлектронной системы в виде произведения одночастичных функций можно охарактеризовать введенным в [22, 23] коэффициентом корреляции

$$K(t) = [\text{Sp}(\rho^2)]^{-1},$$

где

$$\rho(x_1, x_2, t) = \int \Psi^*(x_1, \xi, t) \Psi(\xi, x_2, t) d\xi$$

— матрица плотности двухчастичной системы.

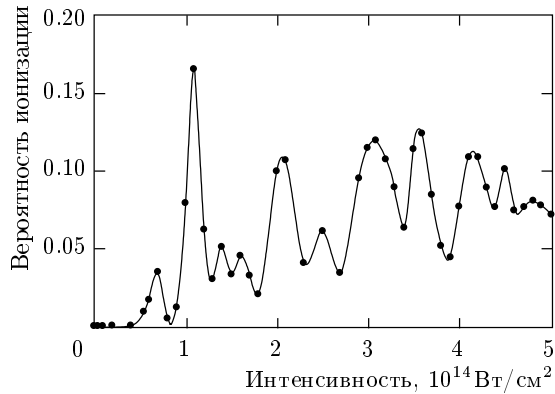


Рис. 6. Зависимость от интенсивности вероятности ионизации модельного одномерного атома водорода. Параметры лазерного импульса соответствуют рис. 1

Если считать, что в начальном состоянии одноэлектронные орбитали эквивалентны, то для любого момента времени

$$\Psi(x_1, x_2, t) = \Phi(x_1, t)\Phi(x_2, t)$$

и $K(t) \equiv 1$, т. е. система некоррелирована. Расчеты зависимости от времени коэффициента корреляции по волновой функции, полученной из двухчастичного уравнения Шредингера, представлены на рис. 5 и демонстрируют существенное отличие коэффициента корреляции от единицы, причем величина K возрастает в процессе лазерного воздействия тем быстрее, чем больше интенсивность излучения.

Таким образом, данные по динамике ионизации модельного отрицательного иона водорода, полученные на основе сопоставления точных расчетов и расчетов в приближении «пассивного» электрона, свидетельствуют о том, что в области «колена» на зависимости $W_2(P)$ ($P \sim 2-5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) двукратная ионизация происходит в результате обмена энергией между электронами, однако этот обмен энергией не следует понимать полуклассически как рассеяние одного из электронов на атомном остове.

Отметим также, что коррелированность электронно́й системы существенна и для описания ионизации в области сильных полей ($P \geq 10^{14}$ Вт/см²), когда вероятность двукратной ионизации близка к единице. Казалось бы, данные по динамике двухэлектронной ионизации, представленные на рис. 1в, свидетельствуют о том, что второй электрон покидает атом в результате прямого воздействия на него поля волны. Поскольку отрицательный ион водорода является системой со слабо связанным внешним

электроном, можно ожидать, что его двукратная ионизация будет последовательной, а зависимость вероятности двукратной ионизации от интенсивности будет близка к аналогичной зависимости от интенсивности вероятности ионизации атома водорода. Однако расчеты вероятности ионизации одноэлектронного атома с тем же потенциалом и аналогичными параметрами импульса показывают, что это не так (см. рис. 6). В исследуемом диапазоне интенсивностей вероятность ионизации в зависимости от интенсивности имеет четко выраженную резонансную структуру, связанную, по-видимому, с возникновением многофотонных резонансов между основным (начальным) и одним из возбужденных состояний с учетом их штарковского сдвига в поле электромагнитной волны. При этом вероятность ионизации не превосходит значения 0.1–0.15. В то же время в случае двукратной ионизации отрицательного иона водорода при $P \geq 10^{14}$ Вт/см² резонансная структура зависимости $W_2(P)$ не наблюдалась, а вероятность двукратной ионизации близка к единице. Такое различие данных показывает, что описание процесса двукратной ионизации рассматриваемой системы в терминах одноэлектронных состояний неадекватно описывает картину процесса и в области сильных полей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, расчеты динамики ионизации полем электромагнитной волны простейшей двухэлектронной системы, одномерного отрицательного иона водорода, показали важную роль обмена энергией между электронами в диапазоне интенсивностей, соответствующих как одноэлектронной, так и двухэлектронной ионизации. В то же время этот обмен энергией не может быть интерпретирован в рамках полуклассической картины перераспределения, заключающейся в фотоотрыве одного электрона и выбивании им второго электрона при рассеянии на родительском атоме. Полученные данные свидетельствуют о сильных межэлектронных корреляциях в системе, которые проявляются в невозможности описать динамику системы в сильном поле с помощью одноэлектронных волновых функций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 00-02-16046, 00-15-96554, поддержка ведущих научных школ).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. L'Huillier, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, *Phys. Rev. A* **27**, 2503 (1983).
2. D. N. Fittinghoff, P. R. Bolton, B. Chang, and K. C. Kulander, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2642 (1992).
3. B. Walker, E. Mevel, Baouri Yang et al., *Phys. Rev. A* **48**, R894 (1993).
4. B. Walker, B. Sheehy, L. F. DiMauro et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1227 (1994).
5. P. Dietrich, K. H. Burnett, M. Ivanov, and P. B. Corcum, *Phys. Rev. A* **50**, R3585 (1994).
6. W. Sandner, H. Rottke, U. Eichmann et al., *Laser Phys.* **7**, 223 (1997).
7. S. Larochelle, A. Talebpour, and S. L. Chin, *J. Phys. B* **31**, 1201 (1998).
8. М. Ю. Кучиев, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 319 (1987).
9. P. B. Corcum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
10. J. Parker, K. T. Taylor, C. W. Clark, and S. Blodgett-Ford, *J. Phys. B* **29**, L33 (1996).
11. K. T. Taylor, J. S. Parker, D. Dundas et al., *Laser Phys.* **9**, 98 (1999).
12. E. A. Volkova and A. M. Popov, *Laser Phys.* **5**, 1065 (1995).
13. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **108**, 436 (1995).
14. M. S. Pindzola, D. C. Griffin, and C. Bottcher, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2305 (1991); M. S. Pindzola, P. Gavras, and T. W. Gorczyca, *Phys. Rev. A* **51**, 3999 (1995).
15. D. G. Lappas, A. Sanpera, J. B. Watson et al., *J. Phys. B* **29**, L619 (1996).
16. D. Bauer, *Phys. Rev. A* **56**, 3028 (1997).
17. W.C. Liu, J. H. Eberly, S. L. Haan, and R. Grobe, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 520 (1999).
18. R. Grobe and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2905 (1992); *Phys. Rev. A* **48**, 4664 (1993).
19. R. Grobe and J. H. Eberly, in *Proc. SILAP-IY*, Kluwer Academic Publishers, ed. by H. G. Muller and M. V. Fedorov (1996), p. 221.
20. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **114**, 1618 (1998).
21. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **9**, 124 (1999).
22. R. Grobe, K. Rzazewski, and J. H. Eberly, *J. Phys. B* **27**, L503 (1994).
23. K. Rzazewski, in *Proc. SILAP-IY*, Kluwer Academic Publishers, ed. by H. G. Muller and M. V. Fedorov (1996), p. 213.