

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.18

**ОСОБЕННОСТИ ИОНИЗАЦИИ ДВУХЭЛЕКТРОННОГО АТОМА
В УЛЬТРАКОРОТКОМ ЛАЗЕРНОМ ИМПУЛЬСЕ****В. В. Гридчин, А. М. Попов, О. В. Тихонова***(кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники)*

E-mail: voldgrid@rambler.ru

Методом численного интегрирования классических уравнений движения изучены взаимодействие модельного двухэлектронного атома с ультракороткими лазерными импульсами. Проанализированы механизмы и особенности процесса ионизации в широком диапазоне параметров лазерного поля.

Введение

Изучение эффекта многоэлектронной ионизации атомов и молекул в последние годы является одной из центральных задач физики взаимодействия мощного оптического излучения с веществом [1]. В настоящий момент существует большое число работ, посвященных этой тематике, как теоретических, так и экспериментальных (см. обзор в [1]). В основном авторами выделяются два механизма многоэлектронной ионизации атомов: последовательный (когда электроны последовательно и независимо отрываются от атомного остова электромагнитным полем) и прямой «непоследовательный», когда принципиально важным оказывается межэлектронное взаимодействие в процессе ионизации. Совокупность экспериментальных данных [1] свидетельствует в пользу прямого канала двухэлектронной ионизации, поскольку, как правило, выход двукратно заряженных ионов заметно превышает расчетный, полученный в рамках модели последовательной и независимой фотоионизации. Для объяснения особенностей процесса прямой «непоследовательной» ионизации был выдвинут ряд механизмов (перерасеяние [2], «встряска» [3], учет межэлектронных корреляций [4]), с той или иной степенью точности описывающих различные особенности эффекта двухэлектронной ионизации. Однако вся совокупность экспериментальных данных не может быть понята в рамках каждого из механизмов.

Вклад различных механизмов в вероятность двухэлектронной ионизации подробно рассмотрен в [5,6]. В частности, в [5] показано, что процесс перерасеяния реализуется только в узком диапазоне интенсивностей лазерного поля в пределе низких частот. При других параметрах поля важным оказывается как обмен энергией между электронами, так и воздействие внешнего поля на оба электрона. При этом хотя ионизация оказывается последовательной по времени, она остается скоррелированным процес-

сом, т. е. не сводится к независимой фотоионизации каждого из электрона в отдельности.

Все вышеперечисленные расчеты проводились и сравнивались с экспериментальными данными по ионизации многоэлектронных систем в достаточно длинных лазерных импульсах (длительность импульса многократно превышает период колебаний электрического поля волны). Прогресс в технике генерации сверхсильных световых полей привел к возможности генерации лазерных импульсов длительностью в один — два оптических цикла, а также к созданию высокоинтенсивных источников излучения в области вакуумного ультрафиолета [7, 8]. Особенности процесса одно- и двухэлектронной ионизации в столь коротких импульсах представляют несомненный интерес.

Целью настоящей работы является исследование механизмов ионизации в импульсах ультракороткой длительности. В широком диапазоне частот и интенсивностей внешнего поля анализируется специфика механизмов ионизации, связанная в первую очередь именно с ультракоротким временем лазерного воздействия, а также с зависимостью динамики процесса от абсолютного значения фазы электрического поля волны.

Модель и метод исследования

Несмотря на то что атом является существенно квантовым объектом, классическая механика широко используется для описания явления фотоионизации атомов в интенсивных световых полях [9]. Вопрос о соответствии результатов квантовомеханических расчетов и расчетов, выполненных в классическом приближении, детально рассмотрен в работе [6]. Было показано, что в широком диапазоне параметров электромагнитного излучения наблюдается качественное, а иногда и количественное согласие расчетных данных.

В настоящей работе методом численного интегрирования классических уравнений движения исследуется ионизация одномерного двухэлектронного модельного атома в импульсе ультракороткой длительности. Все параметры системы взяты такими же, как в работах [5, 6]. В условиях ультракоротких импульсов для описания поля удобно использовать векторный потенциал

$$A(t) = \begin{cases} A_0 \sin(\omega t + \varphi) \sin^2\left(\frac{\pi t}{2t_f}\right), & t < t_f, \\ A_0 \sin(\omega t + \varphi), & t_f < t < t_f + t_{pl}, \\ A_0 \sin(\omega t + \varphi) \sin^2\left(\frac{\pi(t - 2t_f - t_{pl})}{2t_f}\right), & t_f + t_{pl} < t < 2t_f + t_{pl}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь φ — фаза поля, ω — частота, t_f, t_{pl} — длительности фронтов и «плато» импульса соответственно. Напряженность электрического поля определялась как $E(t) = -\frac{1}{c} \frac{dA(t)}{dt}$. Отметим, что такой способ задания параметров импульса приводит к автоматическому выполнению условия $\int E(t)dt = 0$, где интеграл берется по всей длительности лазерного импульса. При описании динамики фотоионизации классического двухэлектронного атома рассматривался ансамбль начальных условий в виде набора точек фазового пространства, отвечающих определенной энергии системы (подробнее о формировании ансамбля см. [5, 6]). Все исследования про-

дидились для частот $\hbar\omega_1 = 1.5$ эВ и $\hbar\omega_2 = 15$ эВ и интенсивностей в диапазоне $P = 10^{13} \div 10^{18}$ Вт/см². Интенсивность поля (1) рассчитывалась по формуле $P = \frac{cE_0^2}{8\pi}$, где $E_0 = \frac{\omega A_0}{c}$.

Для оценки вероятности двукратной и однократной ионизации по окончании лазерного импульса использовался следующий метод. После окончания действия поля расчет траекторий электронов продолжается еще некоторое время (порядка нескольких длительностей импульса). Если по окончании этого времени оба электрона находятся на расстоянии больше некоторого характерного a , то данное состояние относится к двукратно ионизованным, если координата только одного электрона превысила этот параметр, то к однократно ионизованным. В приведенных расчетах использовалось $a = 50$ а.е., что является оптимальным при всех исследуемых параметрах поля.

В расчетах рассматривались и сравнивались между собой два случая абсолютной фазы поля: $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$. Импульсы классифицировались следующим образом: импульс $N-0-N$ означает, что длительности фронтов и «плато» составляют N и 0 оптических циклов соответственно.

Результаты

Рассмотрим зависимости вероятностей однократной и двойной ионизации от интенсивности внешнего поля для исследуемых частот (рис. 1 и 2).

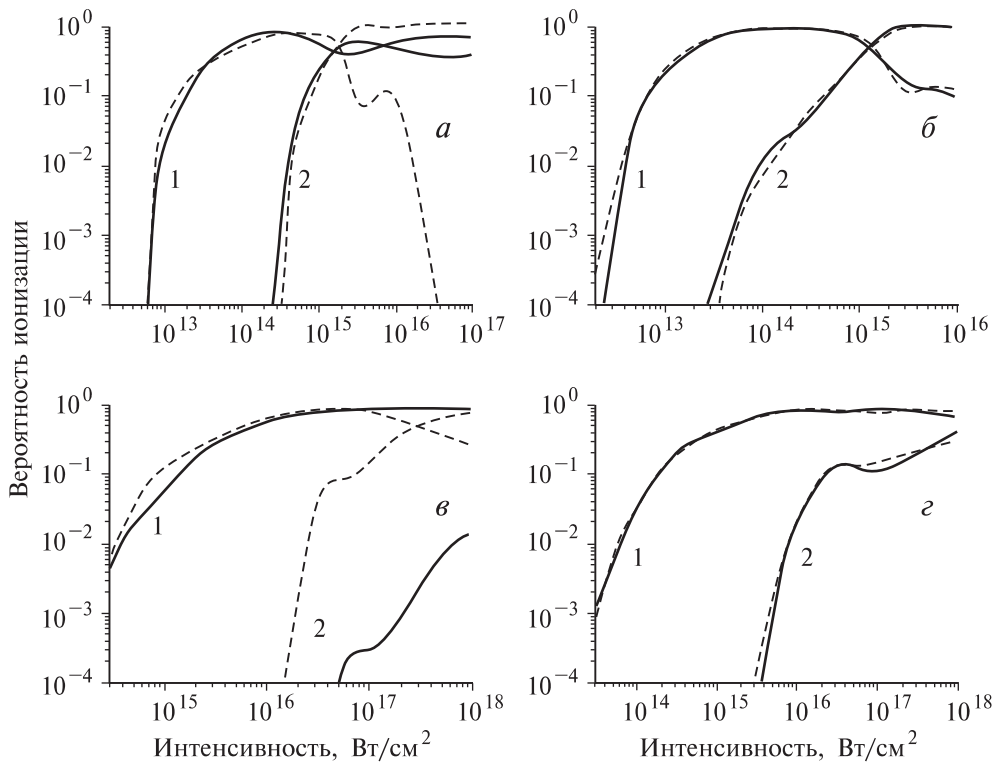


Рис. 1. Вероятности однократной (1) и двукратной (2) ионизации, рассчитанные для $\hbar\omega = 1.5$ эВ (а, б), 15 эВ (в, г). Сплошная кривая: $\varphi = 0$, штриховая: $\varphi = \pi/2$; а, в — импульс 0.5-0-0.5, б, г — импульс 2-0-2

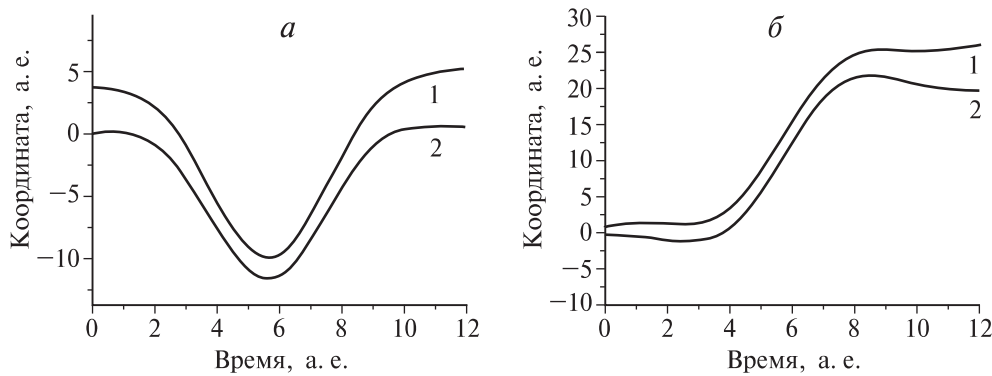


Рис. 2. Траектории первого (1) и второго (2) электронов во время действия импульса 0.5-0-0.5 для $\hbar\omega = 15$ эВ, $P = 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см²: (а) $\varphi = 0$, (б) $\varphi = \pi/2$

Отметим следующие характерные особенности. Начальная фаза поля оказывает существенное влияние на результаты только в случае очень коротких (длительностью до трех оптических циклов) импульсов (см. рис. 1а и 2а). Уже в случае четырехциклового импульса (2-0-2) результаты, полученные для различных значений φ , близки друг к другу (рис. 1б и 2б). При дальнейшем увеличении длительности импульса зависимости становятся идентичными.

Существует особый случай предельно короткого одноциклового импульса (0.5-0-0.5), когда зависимости вероятностей ионизации кардинально отличаются при различных значениях фазы поля*). В случае низкой частоты (рис. 1а) эта разница видна в области насыщения ионизации: при $\varphi = \pi/2$ с ростом поля вероятность двукратной ионизации выходит на 100%, в случае же $\varphi = 0$ вероятности однократной и двойной ионизаций остаются сравнимыми друг с другом (проявляется тенденция к стабилизации). Для высокой частоты излучения (рис. 2а) вероятности двойной ионизации, рассчитанные для значений $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$, различаются во всем диапазоне исследованных интенсивностей. Объяснить полученные результаты можно, если принять во внимание то, что указанные особенности начинают наблюдаться в области сильных полей ($P \sim 10^{16}$ Вт/см²). В этом случае приближенно можно пренебречь взаимодействием электронов с ядром и друг с другом и рассмотреть задачу об эволюции свободного электрона в поле электромагнитной волны:

$$m\ddot{x} = -\frac{e}{c} \frac{dA(t)}{dt}.$$

Решение этого уравнения при нулевых начальных условиях для импульса $N/2-0-N/2$ ($N \neq 1$) записывается в виде

$$x(t) = \frac{eA_0}{mc} \left(\frac{1}{2} \cos(\omega t + \varphi) - \frac{1}{4} \frac{N}{N+1} \cos\left(\frac{\omega t(N+1)}{N} + \varphi\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} \frac{N}{N-1} \cos\left(\frac{\omega t(N-1)}{N} + \varphi\right) \right). \quad (2)$$

Легко видеть, что к концу импульса электрон возвращается к своему начальному положению. Другая ситуация реализуется для одноциклового импульса ($N = 1$). В этом случае для координаты электрона в течение лазерного воздействия имеем

$$x(t) = \frac{eA_0}{2mc} \left([\cos(\omega t + \varphi) - \cos(\varphi)] - \frac{1}{4} [\cos(2\omega t + \varphi) - \cos(\varphi)] + \frac{\omega t}{2} \sin \varphi \right). \quad (3)$$

Как видно из (3), динамика электрона в случае $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ существенно различна. При $\varphi = 0$ к концу импульса электрон возвращается в исходное положение и фактически оказывается в связанном состоянии. Наоборот, при $\varphi = \pi/2$ член, пропорциональный $t \sin \varphi$, обеспечивает линейное по времени смещение электрона в течение лазерного воздействия, которое к концу импульса оказывается порядка амплитуды колебательного движения свободного электрона в поле электромагнитной волны. В случае низкой частоты величина этого смещения за один период достигает десятков и сотен ангстрем, что и приводит к полной ионизации. Качественно такая картина подтверждается результатами расчетов траекторий атомных электронов, полученных при воздействии на атом одноциклового импульса с $\hbar\omega = 15$ эВ и интенсивностью $P = 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² (рис. 3). Отметим, что учет межэлектронного взаимодействия ведет к расталкиванию электронов, которое способствует увеличению вероятности ионизации и тем существеннее, чем меньше частота излучения (длиннее лазерный импульс).

Заметим, что все приведенные рассуждения будут верны и для импульса с ненулевой длительностью «плато» (рис. 4), но таким же режимом включения и выключения поля — фронтами длительностью в половину оптического периода.

Как уже было отмечено во введении, межэлектронное взаимодействие может оказывать значительное влияние на характер ионизации. Однако

*) Специфика ионизации атома водорода в одноциклового импульсе была рассмотрена в работе [10].

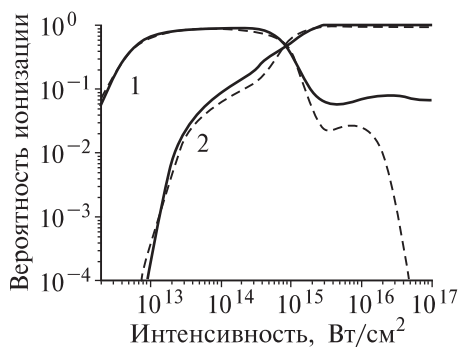


Рис. 3. Вероятности однократной (1) и двукратной (2) ионизации, рассчитанные для «длинного» импульса 0.5-5-0.5 с $\hbar\omega = 1.5$ эВ. Сплошная кривая: $\varphi = 0$, штриховая: $\varphi = \pi/2$

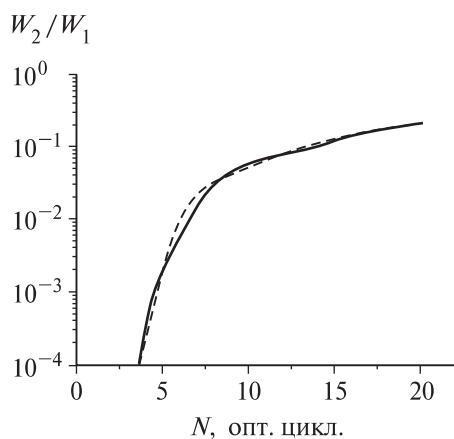


Рис. 4. Отношение вероятностей W_2/W_1 в зависимости от длительности импульса (в оптических циклах). Расчеты проведены при $\hbar\omega = 15$ эВ, $P = 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Сплошная кривая: $\varphi = 0$, штриховая: $\varphi = \pi/2$

процесс набора энергии от поля и ее перераспределение между электронами не может быть мгновенным. Для определения характерного времени обмена энергией между электронами в процессе фотоионизации атома был проведен расчет зависимости вероятностей однократной и двукратной ионизации от длительности лазерного импульса при фиксированной интенсивности внешнего поля $P = 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² и энергии кванта $\hbar\omega = 15$ эВ. Данные по отношению вероятностей двукратной ионизации W_2 и однократной W_1 представлены на рис. 5. Из рисунка видно, что в области ультракоротких импульсов отношение W_2/W_1 быстро возрастает с увеличением длительности импульса, а затем выходит на «полку» в области $N \geq 8$ (N — длительность импульса в оптических циклах). Таким образом, характерное время обмена энергией между электронами составляет порядка восьми оптических циклов, т.е. ~ 2 фс. Отметим, что это время оказывается больше периода колебаний электрического поля на частоте, соответствующей $\hbar\omega = 1.5$ эВ, т.е. можно ожидать, что в случае низкой частоты обмен энергией между электронами важен, в том числе

при воздействии на атом одноциклового импульса излучения. Данный факт приводит к тому, что в одно-, двухциклового импульсах двойная ионизация более эффективно происходит в низкочастотных полях (см. рис. 1, 2).

Заключение

В настоящей работе методом численного интегрирования классических уравнений движения изучена динамика ионизации модельного двухэлектронного атома в ультракоротком лазерном импульсе. Показано, что начальная фаза поля оказывает существенное влияние на процесс ионизации только в случае предельно коротких импульсов (длительностью до трех оптических циклов). Обнаружено, что для импульсов (произвольной длительности) с длительностями фронтов в половину оптического цикла вероятности фотоионизации зависят от значения абсолютной фазы электрического поля волны, причем эта зависимость особенно существенна в области сильных полей. Показано, что данное различие возникает вследствие смещения электрона относительно своего начального положения в случае воздействия импульса со значением фазы $\varphi = \pi/2$. Продемонстрировано, что обмен энергией между электронами в процессе лазерного воздействия, приводящий к повышению эффективности набора энергии от поля волны, происходит в фемтосекундном масштабе времен. Это время может оказаться меньше длительности воздействующего на атом импульса XUV излучения, что необходимо учитывать при построении моделей, описывающих динамику двухэлектронной ионизации в таких импульсах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 03-02-16234) и гранта президента РФ (НШ № 1713.2003.2)

Литература

1. Optics Express. 2001. **8** (спец. вып., посвящ. двухэлектронной ионизации).
2. Corkum P.B. // Phys. Rev. Lett. 1993. **71**. P. 1994.
3. Fittinghoff D.N., Bolton P.R., Chang B., Kulander K.C. // Phys. Rev. Lett. 1992. **69**. P. 2642.
4. Becker A., Faisal F.H.M. // J. Phys. B. 1996. **29**. P. L197.
5. Gridchin V.V. // Laser Physics. 2005. **15**. P. 456.
6. Gridchin V.V., Popov A.M., Tikhonova O.V., Volkova E.A. // Laser Physics. 2005. **15**. P. 1637.
7. Keller U. // Nature. 2003. **424**. P. 831.
8. Naumova N.M., Nees J.A., Sokolov I.V. et al // Phys. Rev. Lett. 2004. **92**. P. 063902.
9. Itatani J., Levesque J., Zeldler D. et al. // Nature. 2004. **432**. P. 867.
10. Phay J. Ho, Panfili R., Haan S.L., Eberly J.H. // Phys. Rev. Lett. 2005. **89**. P. 093002.
11. Волкова Е.А., Гридчин В.В., Попов А.М., Тихонова О.В. // ЖЭТФ. 2006. **129**. P. 48.

Поступила в редакцию
22.08.05