

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ИОНИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ ДВУХЭЛЕКТРОННОГО АТОМА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

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 3 марта 2004 г.

С помощью метода численного моделирования рассмотрен процесс стабилизации модельного двухэлектронного атома в сильном электромагнитном поле. Обнаружен эффект стабилизации системы относительно процессов одно- и двухэлектронной ионизации. Полученные данные сопоставлены с результатами исследований стабилизации одноэлектронных атомов. Показано, что появляющаяся стабилизация является следствием возникновения двухэлектронного атома Крамерса–Хеннебергера. Исследованы особенности ионизации и стабилизации возбужденных синглетных и триплетных состояний атомной системы.

PACS: 33.80.-b, 33.90.+h

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионизация атомов в сильных электромагнитных полях является предметом широкого теоретического и экспериментального изучения на протяжении последних 15–20 лет (см., например, [1–3]). Одним из наиболее интересных явлений, обнаруженных в последнее время, является эффект прямой некаскадной двухэлектронной (многоэлектронной) фотоионизации атомов [4]. Сущность этого эффекта заключается в том, что в сильном электромагнитном поле происходит сильнокоррелированный отрыв сразу двух атомных электронов, в результате чего выход фотоэлектронов оказывается существенно больше (иногда на несколько порядков), чем в модели, основанной на предположении о последовательном и не зависимом друг от друга удалении атомных электронов в поле лазерного излучения. Детальное состояние исследований по явлению многоэлектронной фотоионизации описано в работе [5]. С другой стороны, известно, что в сильных электромагнитных полях устойчивость атомной системы по отношению к процессу ионизации возрастает: наблюдается явление стабилизации атома в сильном поле излучения. Основные механизмы этого явления

были впервые рассмотрены в работах [6, 7], подробно обсуждаются в обзорах [8, 9] и связаны в конечном счете с существенной перестройкой энергетического спектра атомной системы в присутствии сильного электромагнитного поля и формированием «одетого» атома. В высокочастотном лазерном поле «одетый» атом существует в форме атома Крамерса–Хеннебергера (КХ) (более подробно см. [9], там же детально обсуждаются структура энергетического спектра и волновые функции стационарных состояний атома КХ).

Следует отметить, что до настоящего времени эффект стабилизации как теоретически, так и экспериментально исследовался в основном в приближении одноэлектронного атома. Первые попытки рассмотреть явление стабилизации для многоэлектронного атома были предприняты в работах [10, 11]. В этих работах была исследована структура потенциала КХ, возникающего при помещении отрицательного иона водорода H^- в сильное высокочастотное поле, и показано, что энергия связи такой системы может возрастать с увеличением интенсивности излучения, в ней могут появляться дополнительные связанные двухэлектронные состояния, более того, оказывается возможным существование двукратно заряженного отрицательного иона водорода H^{2-} . Од-

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

современно с этим в пределе сверхсильных полей, приводящих к ярко выраженной дихотомической структуре потенциала КХ, предсказано возникновение режима стабилизации, аналогичного по своей природе режиму стабилизации невозбужденного одноэлектронного атома. В работе [12] похожие результаты были получены для атома гелия. В работе [13] при изучении динамики ионизации модельного двухэлектронного отрицательного иона водорода в высокочастотном поле (в условиях, когда энергия кванта $\hbar\omega$ превышала энергию отрыва обоих электронов) эффект стабилизации был обнаружен, однако исследование физических причин, его вызывающих, проведено не было.

Таким образом, условия возникновения эффекта стабилизации многоэлектронной атомной системы, а также физические механизмы, приводящие к нему, оказываются до сих пор невыясненными. В частности, интересно было бы получить ответы на следующие вопросы. В каких частотных диапазонах и при каких интенсивностях возникает эффект стабилизации? Может ли оказаться, что с увеличением интенсивности излучения одновременно убывают вероятности и одноэлектронной, и двухэлектронной ионизации? И, наконец, есть ли какая-то специфика (и если есть, то в чем она заключается) в процессе двухэлектронной ионизации и стабилизации синглетных и триплетных состояний квантовой системы? Обсуждению этих вопросов и посвящена настоящая работа.

2. МОДЕЛЬ

В качестве модельного атома в данной работе рассматривается двухэлектронная одномерная квантовая система с гамильтонианом (используется атомная система единиц)

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

где T_i — кинетическая энергия i -го электрона,

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

— энергия его взаимодействия с ядром,

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

— энергия взаимодействия электронов друг с другом, $Z = 2$ — заряд ядра, $\alpha = 0.92 \text{ \AA}$ — параметр

Энергии нижних синглетных и триплетных состояний системы

Состояние	Энергия, эВ	
	синглет	триплет
$ 1, 1\rangle$	-37.3	—
$ 1, 2\rangle$	-29.5	-31.5
$ 1, 3\rangle$	-28.0	-28.3
$ 1, 4\rangle$	-26.7	-27.0
$ 1, 5\rangle$	-26.2	-26.3

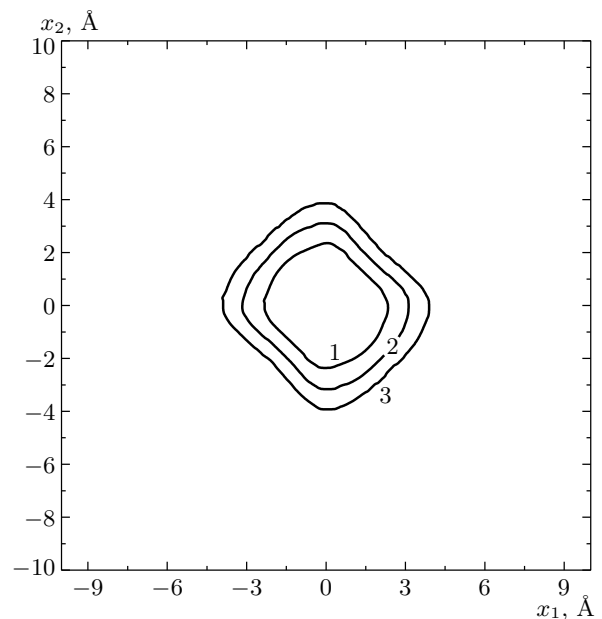


Рис. 1. Распределение электронной плотности в основном состоянии $|1, 1\rangle$. Линии уровня 1 — 0.1; 2 — 0.01; 3 — 0.001

сглаживания. Энергия основного состояния $|1, 1\rangle$ такой системы составляет $E_0 = -37.3$ эВ, а потенциал одноэлектронной ионизации равен 12.95 эВ. Ранее такая система рассматривалась в работе [14] как двухэлектронная модель атома ксенона при изучении механизмов двухэлектронной фотоионизации.

В таблице приведены значения энергий нескольких нижних стационарных состояний системы (как синглетных, так и триплетных), а на рис. 1 и 2 — распределения электронной плотности в основном $|1, 1\rangle$ и нижних возбужденных синглетном $|1, 2\rangle_s$ и триплетном $|1, 2\rangle_t$ состояниях.

Взаимодействие системы с полем электромагнит-

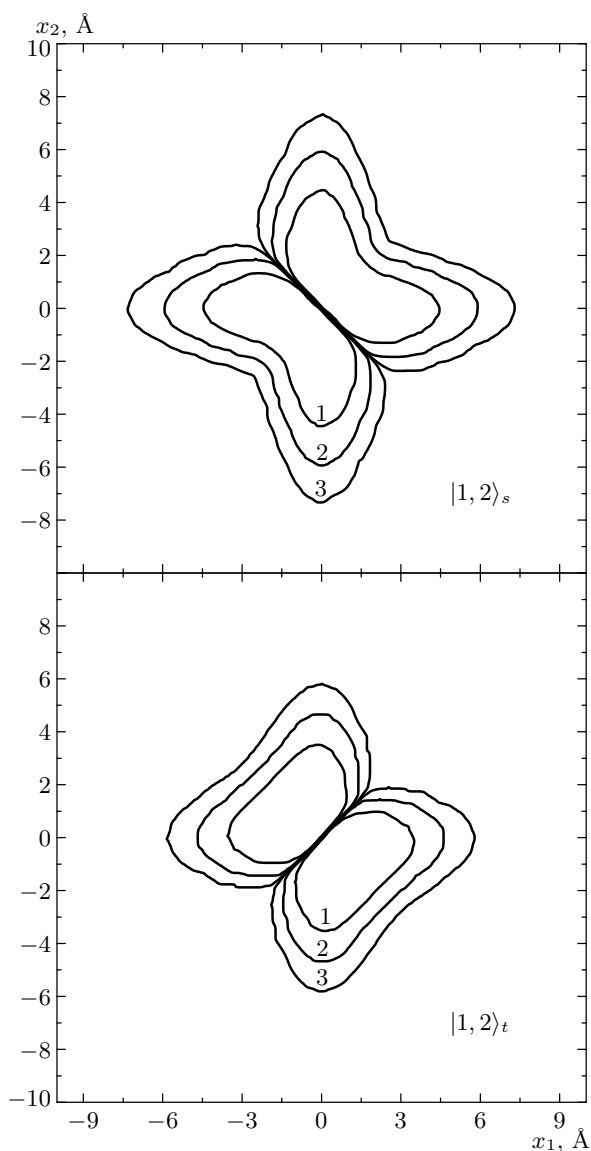


Рис. 2. Распределения электронной плотности в нижних возбужденных синглетном $|1, 2\rangle_s$ (а) и триплетном $|1, 2\rangle_t$ (б) состояниях

ной 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 по методике [15] на пространственной сетке в координатах

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

размером

$$\xi \in (-100 \text{ \AA}, 100 \text{ \AA}), \quad \eta \in (-100 \text{ \AA}, 100 \text{ \AA}).$$

Координаты ξ и η с точностью до численного множителя совпадают с координатами центра масс и относительного движения электронов, используемыми ниже. Вблизи границ области счета для предотвращения переотражения потока вероятности от границ в гамильтониан (3) вводился дополнительно комплексный потенциал, обеспечивающий поглощение плотности вероятности.

Расчеты проводились для частот излучения $\hbar\omega = 15.5$ эВ и 46.5 эВ. Такие значения частоты излучения в настоящее время представляют, в том числе, практический интерес, что обусловлено быстрым прогрессом в технике лазеров на свободных электронах. Импульс электромагнитного поля выбирался сглаженной трапециевидальной формы с длительностями фронтов τ_f и «плато» генерации τ_{pl} . В случае «высокой» частоты излучения полагалось

$$\tau_f = 60T, \quad \tau_{pl} = 150T,$$

для «низкой» частоты излучения полагалось

$$\tau_f = 20T, \quad \tau_{pl} = 50T.$$

Здесь $T = 2\pi/\omega$ — период колебаний. Для указанных параметров импульсы излучения имели одинаковую длительность. Отметим, что энергии кванта «высокочастотного» поля достаточно для удаления сразу двух атомных электронов, в то время как в случае «низкочастотного» поля фотоотрыв первого электрона возможен в одноквантовом режиме, а для удаления второго атомного электрона необходимо поглощение двух квантов поля.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Остановимся прежде всего на результатах расчетов динамики ионизации двухэлектронного атома, находящегося в основном состоянии, под действием «высокочастотного» поля с $\hbar\omega = 46.5$ эВ. Результаты расчетов вероятностей однократной и двукратной ионизации за импульс в зависимости от интенсивности излучения приведены на рис. 3. Как уже отмечалось, в рассматриваемом случае ионизация носит однофотонный характер, причем одного кванта поля достаточно для отрыва обоих атомных

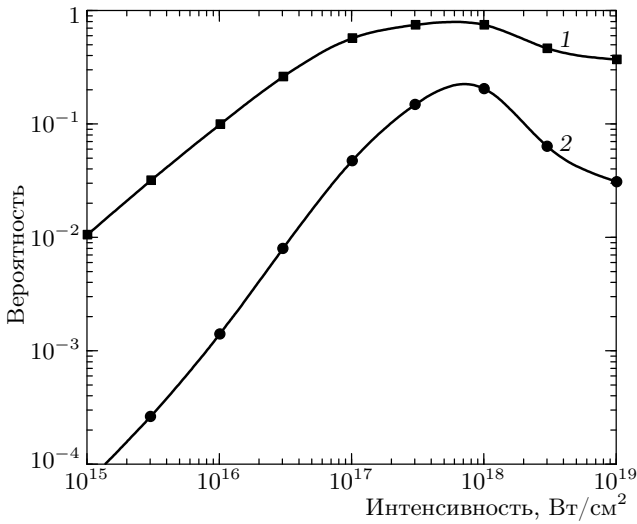


Рис. 3. Вероятности одно- (1) и двухэлектронной (2) ионизации за импульс в зависимости от интенсивности излучения для $\hbar\omega = 46.5$ эВ

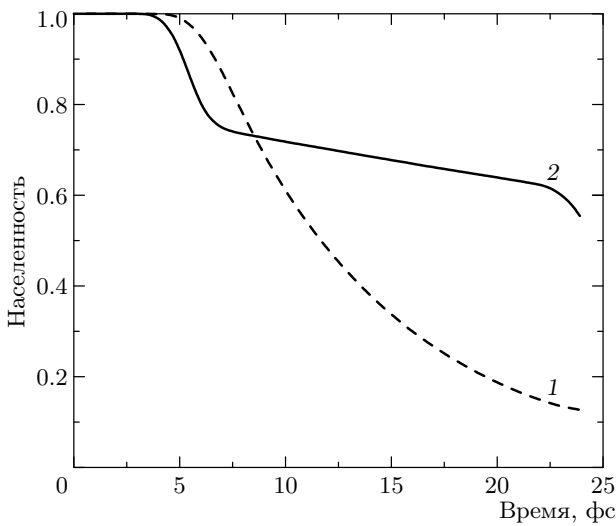


Рис. 4. Зависимость от времени возможности обнаружить оба электрона в области численного определения волновой функции системы для интенсивностей излучения $3 \cdot 10^{17}$ Вт/см² (1) и $3 \cdot 10^{18}$ Вт/см² (2); $\hbar\omega = 46.5$ эВ

электронов. Наиболее существенной особенностью полученных зависимостей является возникновение эффекта стабилизации в области интенсивностей $P \geq P^* = 5 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Отметим, что при таких интенсивностях вследствие высокой частоты излучения движение электрона можно по-прежнему рас-

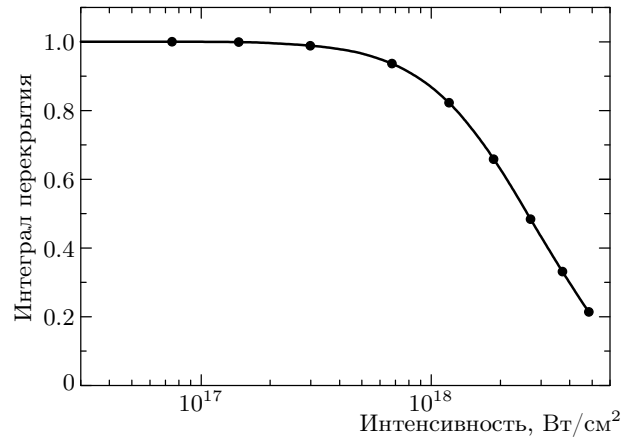


Рис. 5. Зависимость от интенсивности интеграла перекрытия волновых функций основных состояний в атомном потенциале и соответствующем ему потенциале КХ

смагивать в нерелятивистском приближении¹⁾. В рассматриваемых условиях одновременно наблюдается возрастание устойчивости атомной системы по отношению к одно- и двухэлектронной ионизации, причем максимальные значения вероятностей одно- и двухэлектронной ионизации достигаются практически при одном и том же значении интенсивности. Возникновение устойчивости системы по отношению к ионизации с ростом интенсивности излучения также наглядно демонстрируется данными, представленными на рис. 4, на котором приведены временные зависимости возможности обнаружить оба электрона в области численного определения волновой функции системы $V : \{\xi\eta \in (-100 \text{ \AA}, 100 \text{ \AA})\}$

$$W(t) = \iint_V |\psi(\xi, \eta, t)|^2 d\xi d\eta.$$

Как видно, в области интенсивностей ниже порога стабилизации наиболее быстрое уменьшение величины W во времени наблюдается на «полке» генерации, что свидетельствует о максимальной скорости ионизации на этом отрезке времени (кривая 1). Для значения интенсивности, превышающей порог стабилизации, наоборот, скорость убывания электронной плотности вероятности максимальна на переднем и заднем фронтах импульса генерации, на «полке» генерации устойчивость атома к ионизации оказывается заметно выше (кривая 2).

¹⁾ Для исследуемой частоты излучения релятивистские эффекты становятся существенными в области 10^{20} - 10^{21} Вт/см².

Причина возникающей стабилизации в рассматриваемых условиях может быть понята в рамках метода Крамерса–Хеннебергера. Однако следует иметь в виду, что на пороге стабилизации амплитуда колебаний свободного электрона a_e в поле электромагнитной волны, $a_e = \varepsilon/\omega^2$, оказывается сравнима с размером области локализации волновой функции основного состояния $a \approx 2 \text{ \AA}$. В такой ситуации дихотомическая структура потенциала КХ не проявляется и, следовательно, не имеет существенного значения для стабилизации, а потенциал КХ оказывается близок к невозмущенному атомному потенциалу. Отметим, что аналогичная ситуация подробно анализировалась в работе [16] при описании стабилизации одноэлектронной системы в высокочастотном поле ($\hbar\omega > I_i$, I_i — потенциал ионизации). В частности, в этой работе было показано, что стабилизация возникает в результате нелинейности матричного элемента гармоник потенциала КХ, связывающего состояния его дискретного спектра и континуума. Простые аналитические оценки показывают, что аналогичная ситуация реализуется и в нашем случае. Действительно, в области достаточно слабых полей ($a_e \leq a$) волновые функции связанных состояний и континуума потенциала КХ близки к волновым функциям соответствующих состояний свободного атома. Так, на рис. 5 приведена зависимость интеграла перекрытия $\langle \psi_{KH} | \psi_{at} \rangle$ волновых функций основных состояний в атомном потенциале и потенциале КХ в зависимости от интенсивности излучения. В области интенсивностей $P < 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, соответствующих выполнению условия $a_e \leq a$, величина $\langle \psi_{KH} | \psi_{at} \rangle$ не опускается ниже 0.9. В такой ситуации вероятность ионизации в базисе КХ качественно может быть оценена по величине матричного элемента первой гармоники потенциала КХ,

$$V_1(x, X) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(x, X - a_e \cos \omega t) \exp(i\omega t) dt, \quad (4)$$

(здесь $X = (x_1 + x_2)/2$, $x = x_1 - x_2$ — координаты центра масс и относительного удаления электронов друг от друга, V — потенциал, описывающий взаимодействие электронов с ядром и друг с другом), взятого в обкладках невозмущенных атомных волновых функций²⁾:

²⁾ Функция одноэлектронного континуума $|1, E\rangle$ выбиралась в виде симметризованного произведения невозмущенной одноэлектронной функции связанного состояния и одноэлектронной функции континуума, аппроксимированного плоской волной с волновым вектором $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$.

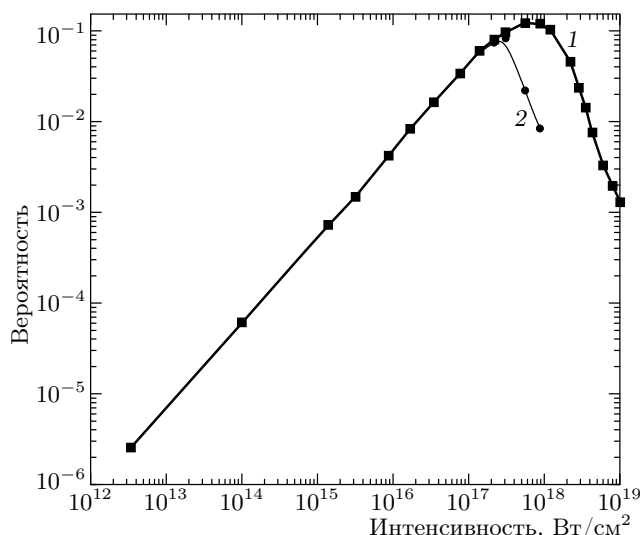


Рис. 6. Зависимость от интенсивности квадрата модуля матричного элемента первой гармоники потенциала КХ, описывающего вероятность однофотонной ионизации (в относительных единицах). Кривая 1 — точный расчет, кривая 2 — разложение гармоник по параметру a_e/x до третьего порядка малости

$$W_i \sim |\langle 1, 1 | V_1 | 1, E \rangle|^2. \quad (5)$$

Величина квадрата модуля матричного элемента (5) в зависимости от интенсивности излучения, рассчитанная численно, представлена на рис. 6 (кривая 1). В области слабых полей зависимость ионизации атома КХ от лазерной интенсивности оказывается линейной и соответствует первому порядку теории возмущений по взаимодействию атома с электромагнитным полем. Для интенсивностей излучения, соответствующих выполнению условия $a_e \approx a$, наблюдается насыщение величины матричного элемента, а затем величина $|\langle 1, 1 | V_1 | 1, E \rangle|^2$ убывает с ростом интенсивности, что соответствует режиму стабилизации относительно одноэлектронной ионизации. На том же рисунке (кривая 2) приведена зависимость от интенсивности квадрата модуля того же матричного элемента, полученная в результате разложения выражения для первой гармоники $V_1(x, X)$ в ряд по параметру a_e/x до третьего порядка малости. Сопоставление кривых показывает, что стабилизация системы действительно возникает в результате нелинейной зависимости от интенсивности матричного элемента, связывающего состояния дискретного спектра и континуума, причем для качественного понимания эффекта достаточно учета всего одного нелинейного слагаемого. В работе [17] было об-

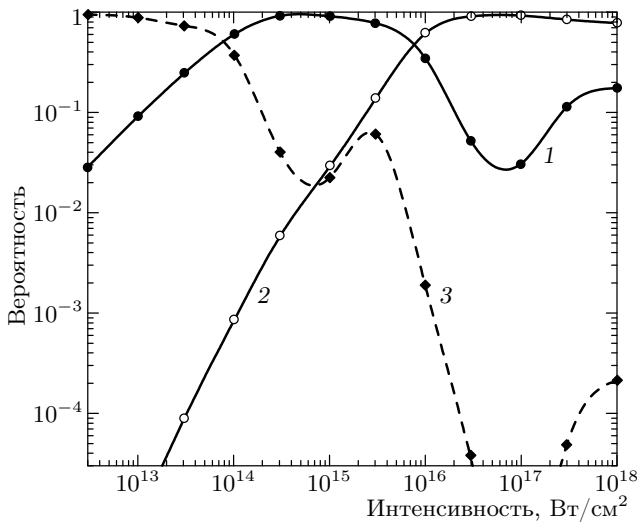


Рис. 7. Вероятности однократной (1) и двухэлектронной (2) ионизации за импульс, а также вероятность остаться в связанном состоянии (3) в зависимости от интенсивности излучения для $\hbar\omega = 15.5$ эВ

ращено внимание на то, что в таких условиях стабилизация КХ может быть интерпретирована в базе состояний невозмущенной квантовой системы как результат интерференции прямых однофотонных переходов в континуум и трехфотонных (многофотонных) переходов через промежуточные состояния континуума.

Перейдем теперь к анализу данных по динамике одно- и двухэлектронной ионизации основного состояния нашего атома «низкочастотным» полем $\hbar\omega = 15.5$ эВ. В этом случае одноэлектронная ионизация по-прежнему является однофотонной, фотоотрыв двух электронов возможен лишь как трехфотонный процесс. В такой ситуации в относительно слабых полях атомная система может быть приблизительно рассмотрена как одноэлектронная. Полученные данные по вероятностям одно- и двухэлектронной ионизации за импульс излучения, представленные на рис. 7, подтверждают это утверждение: в области интенсивностей $\leq 10^{15}$ Вт/см² процесс двухэлектронной ионизации можно пренебречь. Представленная на том же рисунке зависимость от интенсивности вероятности остаться в связанном состоянии свидетельствует, что в диапазоне интенсивностей $\sim 10^{15}$ Вт/см² возникает эффект стабилизации, характерный для одноэлектронных систем [9], однако при повышении интенсивности выше $3 \cdot 10^{15}$ Вт/см² становится существенной двойная фотоионизация, и процесс стабилиза-

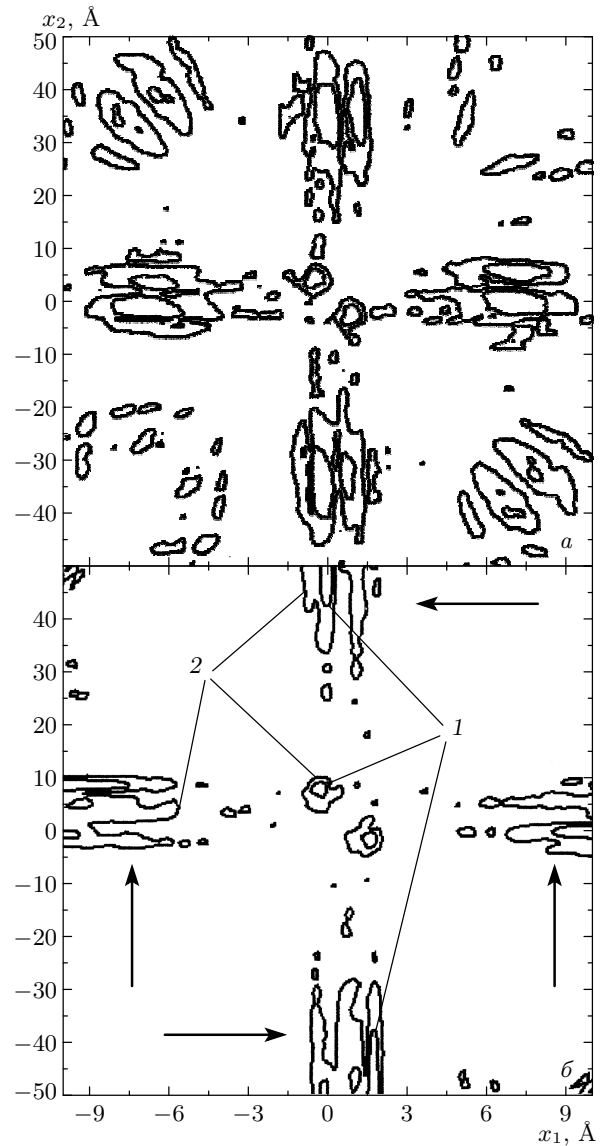


Рис. 8. Распределения электронной плотности $|\psi(x_1, x_2)|^2$, полученные в результате численного интегрирования уравнения Шредингера для $\hbar\omega = 15.5$ эВ и интенсивности 10^{18} Вт/см² в конце переднего фронта импульса (а) и в середине «плато» импульса генерации (б). Линии уровней 1 и 2 различаются на порядок величины. Стрелками отмечена двухэлектронная плотность, соответствующая однократно заряженному иону, существующему в форме иона КХ

ции разрушается. На эффект разрушения стабилизации, связанный с возрастанием роли двухэлектронной фотоионизации, обращалось внимание еще в работе [18]. Однако расчеты показывают, что при дальнейшем увеличении интенсивности (в области

$P \geq 10^{17}$ Вт/см²) устойчивость системы по отношению к ионизации снова начинает возрастать. Детальное изучение динамики процесса ионизации показывает, что возникновение стабилизации в области доминирования двухэлектронной ионизации системы связано с кардинальной перестройкой структуры атомного потенциала в сильном электромагнитном поле и формированием двухэлектронного атома Крамерса–Хеннебергера. Действительно, распределения электронной плотности $|\psi(x_1, x_2)|^2$, полученные в различные моменты времени, демонстрируют возникновение устойчивого к ионизации двухэлектронного атома размером около $2a_e = 2\varepsilon_0/\omega^2 \approx 10 \text{ \AA}$ с дихотомической структурой волновой функции. Эта дихотомическая структура отчетливо видна в центральной части распределений, представленных на рис. 8а, б. Заметим также, что в рассматриваемых условиях однократно заряженный ион также существует в форме иона Крамерса–Хеннебергера и описывается полихотомической волновой функцией (показана стрелками на рис. 8б). Возникновение двухэлектронного атома КХ в рассматриваемом случае происходит при превышении величины порога надбарьерной двухэлектронной ионизации $P_{BSI} \approx 10^{17}$ Вт/см². На заднем фронте импульса при понижении интенсивности ниже порога P_{BSI} происходит разрушение структуры волновой функции системы, характерной для потенциала КХ, сопровождающееся увеличением скорости ионизации системы. Таким образом, возникновение двухэлектронного атома КХ в электромагнитном поле с величиной кванта меньшей, чем энергия удаления обоих электронов, происходит лишь в сверхсильных полях с интенсивностями, превышающими порог надбарьерной ионизации. Такая ситуация полностью аналогична условиям возникновения стабилизации одноэлектронных систем в низкочастотных полях ($\hbar\omega < I_i$, I_i — потенциал ионизации), впервые полученным в работе [19]. При этом низкий остаточный уровень неионизации системы, как и в [19], связан с быстрой перестройкой на заднем фронте импульса потенциала КХ в потенциал свободного атома, сопровождающийся «стряхиванием» электронной плотности в континуум. При этом «стряхивание» происходит преимущественно в одноэлектронный континуум, что приводит к увеличению вероятности образования однократных ионов в области интенсивностей, превышающих порог стабилизации (см. рис. 7).

Обсудим теперь вопрос об особенностях ионизации синглетных и триплетных состояний двухэлектронной системы, а именно, фотоионизацию со-

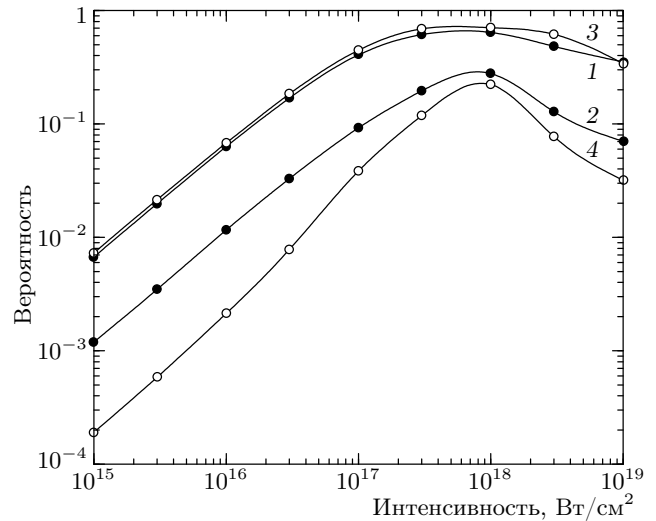


Рис. 9. Вероятности одно- (1, 3) и двухэлектронной (2, 4) ионизации синглетного $|1, 2\rangle_s$ (1, 2) и триплетного $|1, 2\rangle_t$ (3, 4) состояний в зависимости от интенсивности излучения для $\hbar\omega = 46.5$ эВ

стояний $|1, 2\rangle_s$ и $|1, 2\rangle_t$, характеризующихся близкими значениями энергии (см. таблицу) и волновыми функциями, представленными на рис. 2. Результаты расчетов вероятностей одно- и двухэлектронной ионизации высокочастотным полем ($\hbar\omega = 46.5$ эВ) в зависимости от интенсивности для синглетного и триплетного состояний представлены на рис. 9. Как видно, в обоих случаях наблюдается стабилизация системы относительно одно- и двухэлектронной ионизации, причем пороги возникновения стабилизации в обоих случаях одинаковы и совпадают с порогом стабилизации для основного состояния $|1, 1\rangle$. В рассматриваемом случае стабилизация также возникает в полях, недостаточных для возникновения дихотомической структуры состояний двухэлектронного атома КХ.

Отметим важную особенность процесса ионизации синглетных и триплетных состояний системы. Во всем исследованном диапазоне интенсивностей вероятности одноэлектронной ионизации практически совпадают, вероятность двухэлектронной ионизации триплетного состояния оказывается заметно меньше, чем для синглетного состояния, особенно в области малых интенсивностей. Поскольку в области интенсивностей вплоть до $3 \cdot 10^{17}$ Вт/см² как одно-, так и двухэлектронная ионизация происходит в результате поглощения одного кванта поля (об этом свидетельствует линейная зависимость вероятности ионизации от интенсивности), двухэлектронная ионизация происходит только в результате пе-

пераспределения энергии поглощенного кванта между обоими электронами атома. Известно, что свойства симметрии пространственных волновых функций синглетных и триплетных состояний относительно перестановки электронов местами приводят к тому, что в триплетном состоянии электроны в среднем находятся дальше друг от друга, чем в синглетном. Это уменьшает энергию их взаимодействия, а следовательно, и интенсивность межэлектронного обмена энергией и вероятность двойной ионизации.

Для пояснения смысла сказанного проведем оценки скоростей ионизации по теории возмущений, используя представление волновых функций системы в виде комбинации одноэлектронных орбиталей:

$$\begin{aligned} |1, 2\rangle_{s(t)} &\equiv \psi_{1,2}^{s(t)}(x_1, x_2) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_1(x_1)\psi_2(x_2) \pm \psi_2(x_1)\psi_1(x_2)) \end{aligned} \quad (6)$$

— функции связанных состояний;

$$\begin{aligned} |1, E\rangle_{s(t)} &\equiv \psi_{1,E}^{s(t)}(x_1, x_2) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{\psi}_1(x_1)\tilde{\psi}_E(x_2) \pm \tilde{\psi}_E(x_1)\tilde{\psi}_1(x_2)) \end{aligned} \quad (7)$$

— функции одноэлектронного континуума;

$$\begin{aligned} |E_1, E_2\rangle_{s(t)} &\equiv \psi_{E_1, E_2}^{s(t)}(x_1, x_2) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{\psi}_{E_1}(x_1)\tilde{\psi}_{E_2}(x_2) \pm \tilde{\psi}_{E_2}(x_1)\tilde{\psi}_{E_1}(x_2)) \end{aligned} \quad (8)$$

— функции двухэлектронного континуума.

Использованные в (6)–(8) одночастичные состояния могут быть рассчитаны в рамках приближения самосогласованного поля. Заметим, что одноэлектронные состояния $\psi_1(x)$ и $\tilde{\psi}_1(x)$ отличаются друг от друга в силу различия электростатических потенциалов, создаваемых вторым электроном, находящимся соответственно в состояниях $\psi_2(x)$ и $\tilde{\psi}_E(x)$. То же самое касается и одночастичных функций континуума, входящих в выражения (7) и (8).

Амплитуда вероятности одноэлектронной ионизации определяется матричным элементом дипольного оператора

$$\begin{aligned} d_{12}^{1E} &= \iint \psi_{1,2}^{s(t)}(x_1, x_2)(x_1 + x_2) \times \\ &\quad \times \psi_{1,E}(x_1, x_2) dx_1 dx_2. \end{aligned} \quad (9)$$

Подставляя в (9) выражения (6) и (7), получаем

$$(d_{12}^{1E})_{s,t} \sim d_{E,2} \langle \tilde{\psi}_1 | \psi_1 \rangle \pm d_{21} \langle \tilde{\psi}_E | \psi_1 \rangle,$$

где

$$\begin{aligned} d_{E2} &= \int \tilde{\psi}_E^*(x)x\psi_1(x) dx, \\ d_{21} &= \int \tilde{\psi}_2^*(x)x\psi_1(x) dx \end{aligned}$$

— матричные элементы одноэлектронного дипольного момента, а

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\psi}_1 | \psi \rangle &= \int \tilde{\psi}_1^*(x)\psi_1(x) dx, \\ \langle \tilde{\psi}_E | \psi \rangle &= \int \tilde{\psi}_E^*(x)\psi_1(x) dx \end{aligned}$$

— интегралы перекрытия одночастичных функций основного состояния и континуума, входящие в (6) и (7).

В случае слабокоррелированной системы

$$\tilde{\psi}_1(x) \approx \psi_1(x).$$

Поэтому

$$\langle \tilde{\psi}_1 | \psi \rangle \approx 1, \quad \langle \tilde{\psi}_E | \psi \rangle \ll 1$$

и вероятности одноэлектронной ионизации синглетных и триплетных состояний близки и определяются матричным элементом d_{E2} .

Другая ситуация возникает при вычислении матричного элемента, определяющего амплитуду вероятности двухэлектронной ионизации. В этом случае

$$\begin{aligned} d_{12}^{E_1 E_2} &= \iiint (\psi_{E_1, E_2}^{s(t)}(x_1, x_2))^* \times \\ &\quad \times (x_1 + x_2)\psi_{1,2}(x_1, x_2) dx_1 dx_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (10) в предположении, что $E_1 \approx E_2 = E$ для симметризованных функций, получаем

$$(d_{12}^{EE})_s \sim d_{E,1} \langle \tilde{\psi}_E | \psi_2 \rangle + \tilde{\psi}_{E,2} | \psi_1 \rangle,$$

антисимметризация дает

$$(d_{12}^{EE})_t \approx 0.$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении одноквантовая двухэлектронная ионизация связана с неортогональностью базисных функций связанных состояний и функций континуума, при этом для триплетных состояний вероятность двухэлектронной ионизации действительно оказывается значительно меньше, чем для синглетных.

В заключение этого раздела остановимся на анализе данных по динамике ионизации синглетного $|1, 2\rangle_s$ и триплетного $|1, 2\rangle_t$ состояний в «низкочастотном» поле $\hbar\omega = 7.75\text{--}30$ эВ. Во всем указанном диапазоне частот одноэлектронная ионизация

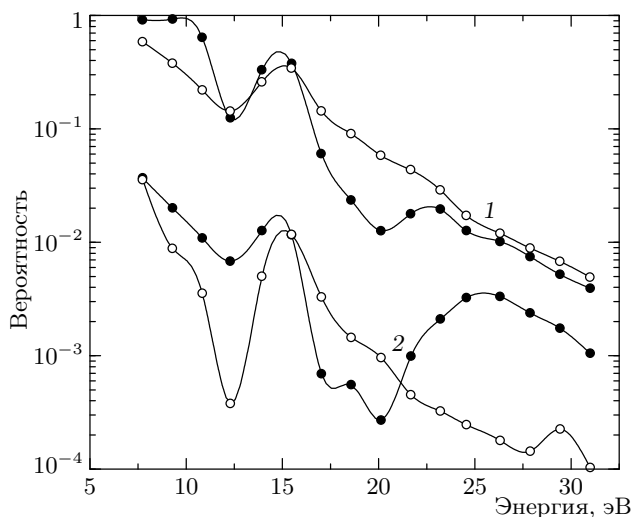


Рис. 10. Зависимости вероятностей однократной (1) и двухэлектронной (2) ионизации состояний $|1, 2\rangle_s$ (сплошные кружки) и $|1, 2\rangle_t$ (полые кружки) от энергии кванта $\hbar\omega$ для значения интенсивности $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Для всех значений импульс имеет одинаковую длительность и энергию и содержит целое число оптических циклов на фронтах и «плато» генерации

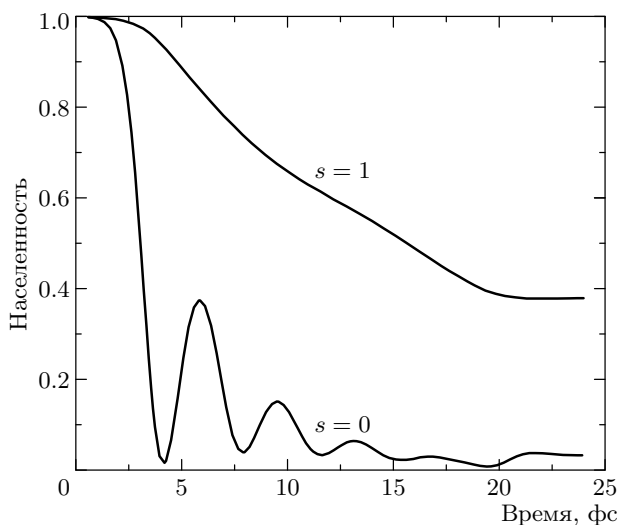


Рис. 11. Временная динамика распада состояний $|1, 2\rangle_s$ и $|1, 2\rangle_t$ в поле частоты $\hbar\omega = 7.75$ эВ с интенсивностью $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²

также является однофотонной и для синглетного, и для триплетного состояний. Однако для частот излучения $\hbar\omega \leq 25$ эВ значительная разница в вероятностях ионизации наблюдается не только для двухэлектронной, но и для одноэлектронной иони-

зации, причем в зависимости от частоты излучения вероятность одноэлектронной ионизации может оказаться больше как для синглетного, так и для триплетного состояний (см. рис. 10). Такая специфика полученных зависимостей связана с автоионизационными состояниями системы в указанной области энергий. Наличие резонансов между начальным состоянием в дискретном спектре и одним из автоионизационных состояний в континууме проявляется в виде немонотонной зависимости населенности начального состояния от времени в течение лазерного воздействия (осцилляции Раби) и приводит к ускорению процесса фотоионизации. В качестве примера на рис. 11 приведена динамика распада состояний $|1, 2\rangle_s$ и $|1, 2\rangle_t$ в поле частоты $\hbar\omega = 7.75$ эВ, демонстрирующая наличие резонанса для синглетного состояния. Как видно, возникновение резонанса приводит к ускорению распада синглетного состояния по сравнению с триплетным³⁾. В зависимости от частоты излучения резонанс с автоионизационным состоянием может возникать как для синглетного, так и для триплетного состояния. Следствием этого являются немонотонные зависимости вероятностей ионизации состояний $|1, 2\rangle_s$ и $|1, 2\rangle_t$ в зависимости от энергии кванта $\hbar\omega$, представленные на рис. 10. В области частот $\hbar\omega \geq 25$ эВ автоионизационные резонансы отсутствуют и картина ионизации соответствует описанному выше «высокочастотному» случаю.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенного исследования процесса стабилизации двухэлектронного атома в сильном электромагнитном поле относительно процесса ионизации обнаружено, что при превышении некоторого критического значения интенсивности устойчивость атома по отношению к процессам одно- и двухэлектронной ионизации возрастает. Кроме того, показано, что возникающая стабилизация может быть понята в рамках формализма Крамерса–Хеннебергера. При этом в поле с частотой, превышающей порог двухэлектронной ионизации, пороги стабилизации относительно одно- и двухэлектронной ионизации совпадают. В области энергий квантов, недостаточных для однофотонной связи основного состояния атома с двухэлектронным континуумом, но превы-

³⁾ Отметим, что на важную роль автоионизационных состояний системы в процессе двухэлектронной ионизации основного состояния двухэлектронного атома обращалось внимание в работе [20].

шающих потенциал одноэлектронной ионизации, условия стабилизации по отношению к одно- и двухэлектронной ионизации существенно различны. Стабилизация по отношению к двухэлектронной ионизации возникает в значительно более сильных полях, соответствующих режиму надбарьерной ионизации обоих атомных электронов. Явно продемонстрировано возникновение характерной для атома Крамерса–Хеннебергера дихотомической структуры двухэлектронной волновой функции. Проанализирована и объяснена заметная разница между вероятностями двухэлектронной ионизации синглетных и триплетных состояний возбужденных состояний двухэлектронного атома. Продemonстрирована важная роль автоионизационных состояний в процессе фотоионизации двухэлектронного атома.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16234, а также гранта Президента РФ НШ № 1713.200.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. V. Fedorov, *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field*, World Scientific, Singapore (1997).
2. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer Verlag, Berlin–Heidelberg (2000).
3. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением*, Физматлит, Москва (2001).
4. A. L’Huillier, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, *Phys. Rev. A* **27**, 2503 (1983).
5. *Optics Express* **8** (2001).
6. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, *J. Phys. B* **21**, L155 (1988).
7. M. Pont and M. Gavrila, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2362 (1990).
8. M. Gavrila, *J. Phys. B* **35**, R147 (2002).
9. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *J. Phys. B* **36**, R125 (2003).
10. H. G. Muller and M. Gavrila, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1693 (1993).
11. E. van Duijn, M. Gavrila, and H. G. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3759 (1996).
12. M. Gavrila and J. Shertzer, *Phys. Rev.* **53**, 3431 (1996).
13. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **122**, 978 (2002).
14. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **11**, 236 (2001).
15. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **118**, 816 (2000).
16. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **10**, 188 (2000).
17. O. V. Tikhonova, A. M. Popov, and M. V. Fedorov, *Phys. Rev. A* **65**, 053404 (2002).
18. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **114**, 1618 (1998).
19. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *J. Phys. B* **32**, 3331 (1999).
20. M. Sukharev, E. Charron, and A. Suzor-Weiner, *Phys. Rev. A* **66**, 053407 (2002).