

# ИОНИЗАЦИЯ И СТАБИЛИЗАЦИЯ АТОМОВ В ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ НИЗКОЧАСТОТНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

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

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 31 декабря 2010 г.

Исследуется динамика модельного атома серебра в сильном поле излучения титан-сапфирового лазера в области значений параметра Келдыша как  $\gamma \geq 1$ , так и  $\gamma \leq 1$ . Обнаружено, что во всем диапазоне изменения параметра Келдыша наряду с процессом ионизации наблюдается эффективное возбуждение ридберговских состояний атома со значениями главного квантового числа  $n = 6-14$ . При этом оказалось, что возникающий ридберговский волновой пакет устойчив по отношению к ионизации, т. е. в сильных низкочастотных электромагнитных полях возникает стабилизация атомной системы относительно процесса ионизации. Обсуждаются физические причины возникновения стабилизации.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное обнаружение явления многофотонной ионизации атомов открыло новую эпоху в исследовании взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с веществом [1, 2]. Современные теоретические представления о процессе многофотонной ионизации основываются прежде всего на подходе Келдыша [3], лежащим в основе модели SFA (Strong Field Approximation) [4–10]. В соответствии с подходом Келдыша характер процесса фотоионизации атомов определяется значением параметра Келдыша  $\gamma = \omega \sqrt{2mI} / e\varepsilon$  ( $\omega$  и  $\varepsilon$  — частота и напряженность электрического поля волны,  $I$  — потенциал ионизации квантовой системы,  $m$  — масса электрона). При этом в случае  $\gamma \gg 1$  процесс фотоионизации может быть описан как многоквантовый фотоэффект, а в случае  $\gamma \leq 1$  — как туннельная ионизация атома, причем при  $\gamma \ll 1$  вероятность фотоионизации в единицу времени описывается известной статической формулой [11].

В последнее время, вследствие прогресса в области генерации импульсов ультракороткой длительности, был экспериментально обнаружен ряд новых эффектов, которые, казалось бы, не укладываются в рамки стандартных представлений (см., например,

обзор [12]). К числу таких новых эффектов относится экспериментально обнаруженное заселение в туннельном режиме ( $\gamma \leq 1$ ) значительного количества (до 10% от числа ионизированных атомов) возбужденных ридберговских состояний атомов гелия при воздействии на них высокоинтенсивных импульсов титан-сапфирового лазера [13]. По-видимому, именно с обнаруженным в работе [13] эффектом образования ридберговских атомов в поле высокоинтенсивного титан-сапфирового лазера, характеризующихся большим значением электронной поляризуемости, связана возможность ускорения нейтральных атомов в пространственно-неоднородном поле лазерного пучка до энергий в несколько электронвольт [14].

Для объяснения механизма образования атомов в возбужденных (ридберговских) состояниях в поле низкочастотного лазерного излучения в работах [13, 15] была предложена модель, основанная на явлении перерасеяния электрона на родительском ионе [16], позволяющая описать процесс захвата электронной плотности на связанные состояния на заднем фронте лазерного импульса и объяснить на качественном уровне зависимости вероятности возбуждения от интенсивности, частоты и длительности лазерного воздействия. Однако такой процесс рекомбинации электронов на родительском ионе должен сопровождаться всплеском рекомбина-

\*E-mail: alexander.m.popov@gmail.com

ционного излучения, не наблюдаемого экспериментально. С другой стороны, эффект заселения возбужденных ридберговских состояний и удержания в них электронной плотности наблюдался также при численном моделировании ионизации атома водорода УФ-излучением с энергией кванта  $\hbar\omega = 8$  эВ [17]. Эффект возникал как следствие закрытия канала двухквантовой ионизации в результате пондеромоторного сдвига границы континуума и возникновения двухфотонного резонанса между основным состоянием и группой возбужденных состояний, причем остаточная вероятность обнаружить атом в возбужденном состоянии составляла 10–30 % и практически не зависела от интенсивности излучения. В работе [18] показано, что при определенных условиях удержание атомов в возбужденных состояниях, обусловленное возникновением многофотонных резонансов между начальным (основным) состоянием и группой ридберговских состояний, возможно и в поле низкочастотного лазерного излучения.

Обнаруженный в работах [13, 18] эффект заселения ридберговских состояний в поле низкочастотного лазерного импульса по своей физической природе может быть близок к явлению подавления ионизации (стабилизации) атомов в сильном поле излучения. Явление стабилизации атомов, первоначально находящихся в возбужденных ридберговских состояниях, было впервые предсказано в статьях [19, 20] и подробно проанализировано в книге [21]. Согласно [19, 20], физической причиной возникновения стабилизации может являться интерференция амплитуд переходов в континуум с возбужденных ридберговских состояний, когерентно перезаселяемых рамановскими переходами  $\Lambda$ -типа в процессе лазерного воздействия:

$$|n_0, \ell\rangle \rightarrow |E, \ell + 1\rangle,$$

$$|n_0, \ell\rangle \rightarrow |E', \ell + 1\rangle \rightarrow |n', \ell\rangle \rightarrow |E, \ell + 1\rangle.$$

Здесь  $|n, \ell\rangle$  — состояние дискретного спектра, характеризующееся квантовыми числами  $n, \ell$ , а  $|E, \ell\rangle$  — состояние континуума с энергией  $E$ .

Как известно [21], порог возникновения интерференционной стабилизации определяется условием перекрытия ионизационных ширин ридберговских состояний и может быть записан в атомной системе единиц в виде

$$\varepsilon/\omega^{5/3} > 1 \quad (1)$$

или для интенсивности излучения  $P > P^* \approx \omega^{10/3}$ . Для частоты излучения титан-сапфирового лазера из (1) получаем пороговое значение интенсивности

$P^* \approx 3 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Эта величина оказывается даже меньше минимального значения интенсивности излучения в экспериментах [13] и расчетах [15, 18]. Фактически это означает, что условие возникновения интерференционной стабилизации выполнено во всем диапазоне рассматриваемых интенсивностей, и поэтому обнаруженное в работе [13] высокое значение остаточной населенности ридберговских атомных состояний после окончания лазерного воздействия может быть обусловлено интерференционным механизмом стабилизации.

Известен и другой тип стабилизации (стабилизация Крамерса – Хеннебергера (КХ)), которая возникает в результате существенной перестройки атомных состояний в присутствии внешнего сильного электромагнитного поля и формирования атома, «одетого» полем, — атома КХ, структура энергетического спектра которого может существенно отличаться от спектра свободного атома (более подробно см. обзоры [22, 23]). В случае многофотонной связи основного (начального) состояния с континуумом атом КХ возникает лишь в надбарьерных полях, а порогом стабилизации является условие

$$P > P_{BSI}, \quad (2)$$

где  $P_{BSI}$  — пороговое значение интенсивности, соответствующее режиму надбарьерной ионизации. В случае атома водорода эта величина составляет  $P_{BSI} \approx 2\text{--}3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, т.е. почти на два порядка превышает порог интерференционной стабилизации. Это означает, что в условиях эксперимента можно ожидать, что с повышением интенсивности один вид стабилизации (интерференционный) может смениться другим (стабилизация КХ).

Однако в любом случае для отождествления заселения ридберговских состояний в экспериментах [13] с явлением стабилизации необходимо, чтобы их возбуждение происходило на переднем фронте лазерного импульса и не носило рекомбинационного характера при выключении лазерного поля, как это предполагается в моделях [13, 15].

В данной работе методом численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера, описывающего динамику квантовой системы в присутствии внешнего электромагнитного поля, исследуются особенности ионизации модельного атома серебра импульсом излучения титан-сапфирового лазера с линейной поляризацией в диапазоне значений параметра Келдыша, соответствующих как многофотонной, так и туннельной (надбарьерной) ионизации. Обнаружено, что наряду с процессом ионизации происходит эффективное заселение возбужденных (рид-

берговских) состояний атома со значением квантовых чисел  $n = 8-14$  и  $\ell = 0-6$ , причем заселение этих состояний происходит на переднем фронте генерации при включении лазерного импульса, т. е. в рассматриваемых условиях в системе возникает стабилизация относительно процесса ионизации. Полученные распределения возбужденных атомов по значению главного квантового числа находятся в хорошем качественном согласии с результатами экспериментов [13] и теоретических расчетов [15, 18]. Показано, что основные особенности наблюдаемой стабилизации можно понять в рамках интерференционного механизма и механизма КХ [21-23], которые сменяют друг друга с увеличением интенсивности излучения.

## 2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

В данной работе в численных расчетах использовалась одноэлектронная модель атома серебра, потенциал ионизации которого составляет  $I = 7.58$  эВ. Такое низкое значение потенциала ионизации позволяет проводить численные расчеты в том числе в надбарьерных атомных полях, а также исследовать режим теории возмущений и отклонения от него, возникающие при увеличении интенсивности излучения. Более подробно модель обсуждается в Приложении. Здесь отметим, что предлагаемая модель приближенно правильно описывает структуру энергетического спектра атома серебра, включая ридберговскую серию, динамическую поляризуемость основного состояния, а также значение матричного элемента дипольного оператора, связывающего основное  $|g\rangle$ -состояние и нижнее возбужденное  $p$ -состояние.

При численном решении нестационарного уравнения Шредингера<sup>1)</sup>

$$i \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{1}{2} \nabla^2 \psi(\mathbf{r}, t) + V(r) \psi(\mathbf{r}, t) + V_{int}(\mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}, t)$$

(здесь  $V(r)$  — одноэлектронный потенциал атома серебра,  $V_{int}(\mathbf{r}, t)$  — энергия взаимодействия атома с полем электромагнитной волны) волновая функция разлагалась в ряд по сферическим гармоникам, в результате получалась система уравнений для радиальных гармоник. Поле электромагнитной волны полагалось линейно поляризованным, а его взаимодействие с атомом рассматривалось в дипольном приближении:

$$V_{int} = r \cos \theta \varepsilon(t),$$

<sup>1)</sup> Здесь и далее используется атомная система единиц.

где  $\varepsilon(t)$  — напряженность электрического поля волны, а  $\theta$  — угол между радиус-вектором электрона  $\mathbf{r}$  и вектором  $\varepsilon(t)$ . При этом в дальнейших расчетах ось квантования орбитального момента электрона была направлена вдоль вектора  $\varepsilon$  (ось  $z$ ). Предполагалось, что в начальный момент атом находится в основном состоянии  $|g\rangle$ , а лазерный импульс имеет сглаженную трапецеидальную форму с длительностями фронтов  $t_f$  и плато  $t_p$ . Для того чтобы обеспечить выполнение условия  $\int \varepsilon(t) dt = 0$  (интеграл берется по всей длительности лазерного импульса), аналогично работе [24] электрическое поле задавалось через векторный потенциал  $\varepsilon(t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}$ :

$$A(t) = A_0(t) \cos \omega t,$$

где огибающая  $A_0(t)$  выбиралась как

$$A_0(t) = \begin{cases} A_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2t_f}, & t \leq t_f, \\ A_0, & t_f \leq t \leq t_f + t_p, \\ A_0 \cos^2 \frac{\pi [t - (t_f + t_p)]}{2t_f}, & t_f + t_p \leq t \leq 2t_f + t_p, \end{cases}$$

при этом полагалось, что амплитудное значение векторного потенциала связано с интенсивностью излучения на «плато» импульса соотношением  $P = \omega^2 A_0^2 / 8\pi c$ . В расчетах длительности фронтов полагались равными целому числу периодов колебаний электрического поля волны  $T = 2\pi/\omega$ , большая часть расчетов была проведена для случая  $t_f = 2T$  и  $t_p = 10T$ , энергия кванта выбиралась равной  $\hbar\omega = 1.5$  эВ, что примерно соответствует частоте излучения титан-сапфирового лазера.

Численное интегрирование уравнения Шредингера выполнялось на суперкомпьютере СКИФ-МГУ (SKIF-MSU) «Чебышев» Научно-исследовательского вычислительного центра МГУ (НИВЦ МГУ). Число уравнений для радиальных гармоник волновой функции достигало 500, каждое из которых дискретизировалось на неравномерной пространственной сетке с числом узлов до 45000. Шаг интегрирования системы уравнений для радиальных гармоник составлял четыре десятитысячных оптического периода, размер пространственной сетки по радиальной координате достигал 5000 ат. ед., что позволяло во всем исследуемом диапазоне интенсивностей излучения удерживать практически всю электронную плотность на пространственной сетке в течение всего времени лазерного воздействия ( $\sim 35$  фс для им-

пульса с  $t_f = 2T$  и  $t_p = 10T$ ). Последнее обстоятельство является важным при определении импульсного распределения и энергетического спектра фотоэлектронов в сильных полях, и особенно его высокоэнергетической части, поскольку именно электроны с большой энергией наиболее быстро перемещаются по пространственной сетке и уходят на большие расстояния от родительского иона в течение лазерного импульса.

Импульсное распределение электронов в континууме, а также энергетический спектр фотоэлектронов рассчитывались по волновой функции электрона в континууме:

$$\psi_{cont}(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}, t) - \sum_{n,l} C_{nl}(t) \varphi_{nl}(\mathbf{r}) \exp(-iE_{nl}t), \quad (3)$$

которая также может быть разложена по сферическим гармоникам:

$$\psi_{cont}(r, \theta, t) = \sum_{\ell} R_{cont}^{(\ell)}(r, t) Y_{\ell}^0(\cos \theta), \quad (4)$$

где  $\varphi_{nl}(\mathbf{r})$  — волновая функция стационарного состояния свободного атома с квантовыми числами  $n$  и  $\ell$ ,  $E_{nl}$  — энергия этого состояния. В формуле (3) коэффициенты  $C_{nl}$  есть амплитуды разложения волновой функции по базису состояний свободного атома, поэтому величины  $W_{nl} = |C_{nl}|^2$  определяют вероятности возбуждения атома в состояние с квантовыми числами  $n$  и  $\ell$ .

Следует отметить, что в случае взаимодействия атомной системы с сильным электромагнитным полем такое представление справедливо лишь для моментов времени, когда электрическое поле волны обращается в нуль, или же после окончания лазерного воздействия. В противном случае следует рассматривать базис перестроенных полем «одетых» состояний, а рассчитанные нами вероятности  $W_{nl}$  не имеют физического смысла. В уравнении (3) мы учитывали все связанные состояния со значениями главного квантового числа  $n = 1-20$  со всеми возможными значениями орбитального момента  $\ell$ . Для более высоких состояний рассчитанные вероятности возбуждения были малы.

Импульсное распределение фотоэлектронов

$$w(\mathbf{k}) = |\Phi(k, \theta_k)|^2$$

может быть легко получено как фурье-преобразование континуальной части волновой функции (3),

взятое в некоторый момент времени  $t^*$  после окончания лазерного импульса:

$$\Phi(k, \theta_k) = \int \psi_{cont}(r, \theta, t^*) \frac{\exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}{(2\pi)^{3/2}} d^3 r. \quad (5)$$

Используя разложение (4), получаем

$$\Phi(k, \theta_k) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (-i)^{\ell} Y_{\ell}^0(\cos \theta_k) \times \int_0^{\infty} R_{cont}^{(\ell)}(r, t^*) j_{\ell}(kr) r^2 dr. \quad (6)$$

Здесь

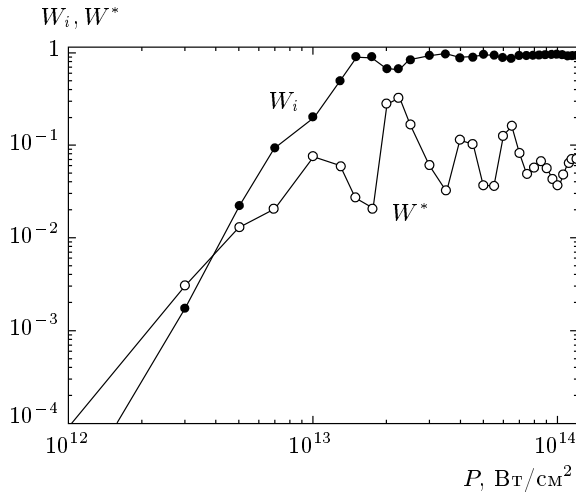
$$j_{\ell}(\xi) = \sqrt{\frac{\pi}{2\xi}} J_{\ell+1/2}(\xi)$$

— сферическая функция Бесселя. Заметим, что подобно (4) выражение (6) также представляет собой разложение функции  $\Phi(k, \theta_k)$  по сферическим гармоникам, каждой ненулевой гармонике в разложении волновой функции в континууме (4) соответствует ненулевая компонента с тем же самым значением орбитального момента  $\ell$  в (6). Поскольку после окончания лазерного воздействия электронный волновой пакет в континууме в основном локализован на достаточно больших удалениях от родительского остова, по импульсному распределению  $w(k, \theta_k)$  может быть легко рассчитан энергетический спектр фотоэлектронов:

$$W(E) = \frac{2\pi k^2 dk}{dE} \int_0^{\pi} w(k, \theta_k) \sin \theta_k d\theta_k = 2\pi \sqrt{2E} \int_0^{\pi} w(k = \sqrt{2E}, \theta_k) \sin \theta_k d\theta_k. \quad (7)$$

Выражение (7) нормировано согласно условию  $\int W(E) dE = 1$ .

Отметим, что более строго энергетический спектр фотоэлектронов надо вычислять как результат разложения волновой функции по состояниям кулоновского континуума. Подобная процедура достаточно трудоемка, однако часто является избыточной. Действительно, в условиях наших расчетов к концу лазерного импульса область локализации даже медленных электронов с энергией 1–5 эВ превышает 100 Å, что делает возможную поправку к положению пиков в спектре, не превышающей сотые доли электронвольта. Более подробно этот вопрос обсуждается в разд. 3.



**Рис. 1.** Вероятности ионизации  $W_i$  и возбуждения  $W^*$  атома серебра в зависимости от интенсивности лазерного излучения для импульса с  $\tau_f = 2T$  и  $\tau_p = 10T$

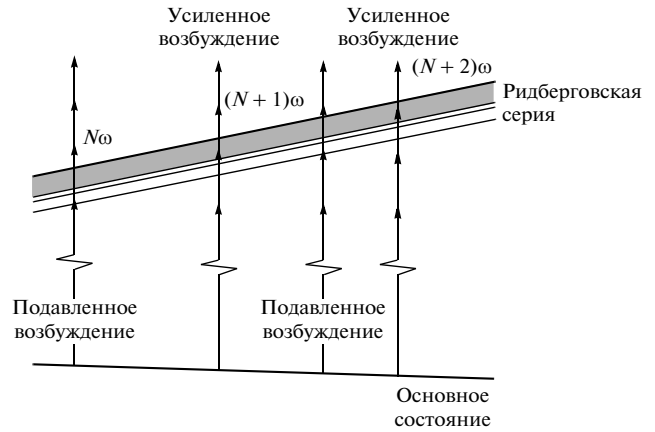
В условиях наших расчетов вычисление энергетического спектра проводилось в интервале энергий от нуля до 1000 эВ с равномерным шагом по  $k$  с числом интервалов разбиения 23000, что позволяло получать разрешение не хуже 0.05 эВ вплоть до значений энергии фотоэлектронов порядка 300 эВ.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Остановимся прежде всего на анализе результатов расчета вероятностей ионизации и возбуждения атома серебра в зависимости от интенсивности излучения титан-сапфирового лазера в области полей, меньших порога надбарьерной ионизации ( $P < P_{BSI} \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>). В слабых полях, когда штарковским сдвигом атомных уровней и границы континуума можно пренебречь, ионизация является шестифотонной. Рассчитанные вероятности ионизации  $W_i(P)$  и возбуждения<sup>2)</sup>  $W^*(P)$  атомных состояний к концу лазерного воздействия приведены на рис. 1 для импульса излучения с  $t_f = 2T$  и  $t_p = 10T$ . В области интенсивностей  $P \leq 5 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> полученные зависимости являются степенными и соответствуют низшему порядку теории возмущений.

В области более сильных полей ( $P \geq 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) полученные зависимости являются

<sup>2)</sup> Под вероятностью возбуждения понимается суммарная вероятность заселения всех связанных состояний, кроме начального (основного).



**Рис. 2.** Схема атомных состояний и переходов, поясняющая возникновение многофотонной связи между основным состоянием и группой ридберговских состояний

немонотонными, что особенно наглядно проявляется на кривой  $W^*(P)$ . Вероятность обнаружить атом в возбужденном состоянии оказалась осциллирующей функцией интенсивности с периодом  $\Delta P \approx 2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, при этом в диапазоне интенсивностей  $10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> значение  $W^*$  изменяется в пределах от 0.02 до 0.3. В таких же пределах изменяется и остаточная вероятность неионизации. Для атома серебра в поле титан-сапфирового лазера параметр Келдыша  $\gamma = 1$  при значении интенсивности, примерно равной  $3.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Поэтому даже при  $\gamma \leq 1$  (туннельный режим ионизации) роль возбужденных состояний атомного спектра оказывается велика.

По нашему мнению, в основе наблюдаемого эффекта лежит многофотонный резонанс между основным состоянием и группой возбужденных (ридберговских) состояний, приводящий к их заселению. Схема энергетических уровней атома с учетом их динамического штарковского сдвига, поясняющая возникновение такого многофотонного резонанса, приведена на рис. 2. С учетом штарковского сдвига основного состояния энергии пиков фотоэлектронов в континууме определяются выражением

$$E_n = n\omega - I_{eff}, \tag{8}$$

где

$$I_{eff} = I_i + \varepsilon^2/4\omega^2 + \alpha\varepsilon^2/4 \tag{9}$$

— эффективный потенциал ионизации с учетом штарковского сдвига основного состояния и границы континуума,  $\alpha$  — динамическая поляризуемость

основного состояния,  $n$  — число поглощенных квантов, превышающее некоторое минимальное значение  $N$ , определяемое как  $N = [I_{eff}/\omega] + 1$ . Это означает, что при определенных значениях интенсивности излучения происходит закрытие канала ионизации, и ионизация из  $N$ -фотонной становится  $(N+1)$ -фотонной, затем  $(N+2)$ -фотонной и т. д. При закрытии  $N$ -фотонного процесса ионизации оказывается возможным процесс  $N$ -квантового возбуждения состояний дискретного спектра вблизи границы континуума, причем возбуждаться будут прежде всего уровни, отстоящие от границы континуума на величину, определяемую шириной спектра лазерного импульса. При этом следует иметь в виду, что одновременно с заселением высоковозбужденных ридберговских состояний в дискретном спектре могут заселяться и низкоэнергетичные состояния континуума с энергией  $E \ll \hbar\omega$ . Заселение таких состояний в континууме обусловлено припороговым поведением матричного элемента дипольного оператора, связывающего состояния дискретного спектра и континуума, а также большой спектральной шириной лазерного импульса в условиях ультракороткого воздействия. Для случая импульса длительностью около 10 оптических периодов получаем, что при закрытии канала ионизации будут заселяться ридберговские состояния, лежащие в полосе шириной  $\hbar\Delta\omega \approx 2\pi\hbar/10T \approx 0.15$  эВ ниже границы континуума. В рассматриваемом случае это примерно соответствует состояниям со значением главного квантового числа  $n > 8$ . Примерно такая же полоса заселяется и выше границы континуума. Закрытие следующего  $(N+1)$ -фотонного канала ионизации произойдет при возрастании эффективного потенциала ионизации  $I_{eff}$  на величину  $\hbar\omega$ , что приведет уже к  $(N+1)$ -квантовому переходу между основным состоянием  $|g\rangle$  и группой ридберговских состояний. Поэтому можно ожидать, что вероятность возбуждения атома будет немонотонной функцией лазерной интенсивности, причем расстояние между максимумами вероятности  $\Delta P$  будет определяться из условия  $(1/4\omega^2 + \alpha/4)\Delta P = \omega$ .

Закрытие каналов ионизации, обуславливающее немонотонную зависимость вероятности возбуждения атомов от интенсивности, наиболее наглядно видно из данных, приведенных на рис. 3. На этом рисунке представлены результаты расчетов положения первых нескольких пиков в спектре фотоэлектронов в зависимости от интенсивности излучения. Полученные данные находятся в количественном согласии с теоретической зависимостью (8), описывающей спектр надпороговой ионизации. При

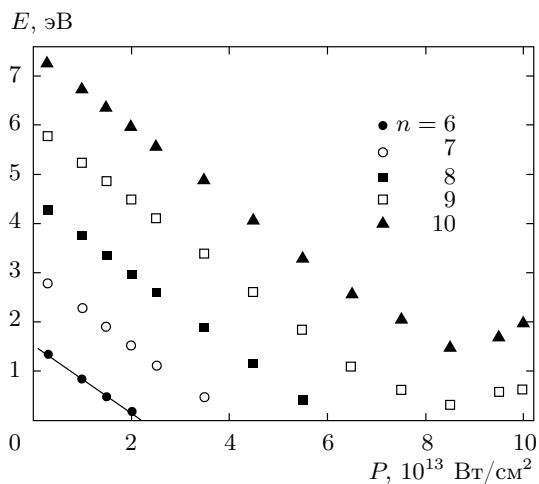


Рис. 3. Энергии пиков в спектре фотоэлектронов, обусловленные  $n$ -квантовым поглощением, в зависимости от интенсивности излучения. Сплошная линия — расчет по формулам (8) и (9) при  $\alpha = 67$  ат. ед.

этом по наклону прямой, соответствующей (8), можно определить динамическую поляризуемость начального (основного) состояния  $|g\rangle$ . Оказалось, что  $\alpha = 67$  ат. ед., что практически точно совпадает с известным табличным значением для атома серебра  $\alpha_{tab} = 66$  ат. ед. [25]. Некоторое отличие от зависимости (8) при высоких значениях лазерной интенсивности свидетельствует об ограничении применимости представлений о структуре энергетического спектра атома в поле волны, основанных на понятии квадратичного динамического эффекта Штарка, и начале существенной перестройки атомного спектра в поле волны, связанной с формированием атома, «одетого» полем.

Для более детальной проверки сделанных утверждений рассмотрим подробнее импульсные и энергетические распределения электронов в континууме. Типичное импульсное распределение  $w(k_z, k_\rho)$  (здесь  $k_z = k \cos \theta_{ek}$ ,  $k_\rho = k \sin \theta_{ek}$  — проекции волнового вектора электрона на направление вектора поляризации и перпендикулярное ему) для значения интенсивности  $4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> приведено на рис. 4. Как видно, прослеживается система концентрических колец, возникающая вследствие процесса надпороговой ионизации, при этом каждый надпороговый пик характеризуется своим индивидуальным угловым распределением вылета электрона с максимумом вероятности в направлении электрического поля волны. Энергетическое распределение, полученное путем

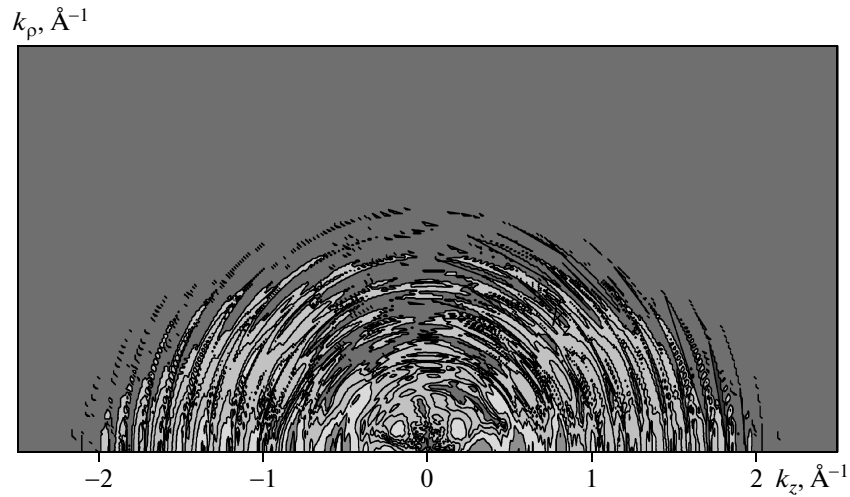


Рис. 4. Импульсное распределение электронов в континууме после окончания лазерного воздействия. Интенсивность излучения  $4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, импульс  $\tau_f = 2T$  и  $\tau_p = 10T$

интегрирования распределения  $w(k_z, k_\rho)$  по углу вылета электронов, представлено для этого случая на рис. 5а. Как следует из данных, приведенных на рис. 1, значение интенсивности  $4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> соответствует примерно максимуму вероятности возбуждения. Аналогичное энергетическое распределение, полученное для интенсивности излучения  $5.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и соответствующее минимуму вероятности возбуждения, представлено на рис. 5б. Энергии первых пиков фотоэлектронов оказались равными  $E_1 \approx 1.15$  эВ для  $P = 4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $E_1 \approx 0.41$  эВ для  $P = 5.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. В соответствии с выражением (8) в рассматриваемом случае можно говорить о 8-фотонной ионизации атома. При этом для интенсивности излучения  $4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> возникает 7-фотонный резонанс с группой состояний вблизи границы континуума, приводящий к эффективному их возбуждению. В случае интенсивности, равной  $5.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, энергии семи квантов уже недостаточно для заселения возбужденных уровней вблизи границы ионизации, в результате происходит заселение нижележащих возбужденных состояний, число которых, попадающее в спектральную ширину лазерного импульса, существенно меньше, вследствие чего вероятность возбуждения резко уменьшается (см. рис. 1).

Заметим еще раз, что рассчитанные нами энергетические спектры получены из импульсного распределения электронов в конце импульса. При этом следует иметь в виду, что, в отличие от энергетического, импульсное распределение электронов продолжает изменяться и после окончания лазерного

импульса, что обусловлено действием на фотоэлектроны кулоновского потенциала. В связи с этим для интенсивности излучения  $4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> нами были проведены дополнительные расчеты энергетического спектра электронов по их импульсному распределению в момент времени  $t^*$ , соответствующий двум периодам после окончания лазерного импульса,  $t^* = 2t_f + t_p + 2T$ . Сравнение расчетных данных, полученных в момент окончания лазерного импульса и через два периода после его окончания, приведено на рис. 6. Как и следовало ожидать, вследствие притяжения электрона к атомному ядру пики в спектре смещаются в область меньших энергий, причем это смещение оказывается наиболее существенным для пика, соответствующего поглощению минимального числа фотонов. Однако и в этом случае величина смещения мала и составляет приблизительно 0.05 эВ, что хорошо согласуется с оценкой, проведенной в предыдущем разделе.

Как мы уже отмечали, в области значений интенсивности  $P > 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> выполнен критерий (1), обеспечивающий возможность когерентного перезаселения ридберговских состояний и низкоэнергетичного континуума рамановскими переходами  $\Lambda$ -типа и приводящий к интерференционной стабилизации в системе в результате деструктивной интерференции амплитуд перехода в континуум, т. е. к устойчивости образующегося за счет многофотонного резонанса ридберговского волнового пакета по отношению к ионизации. Дополнительным подтверждением важности рамановских переходов  $\Lambda$ -типа, перезаселяющих ридберговские со-

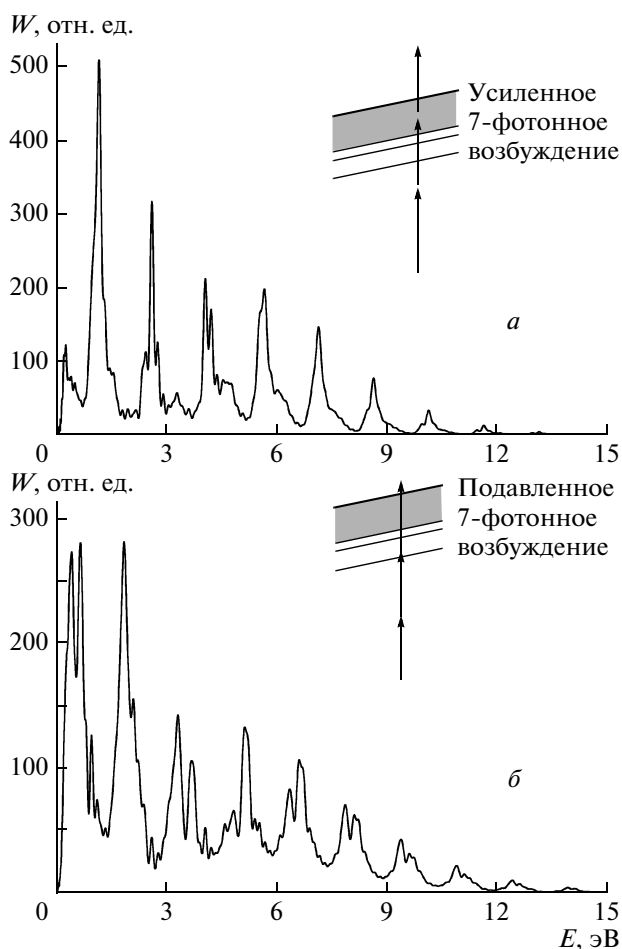


Рис. 5. Энергетические спектры фотоэлектронов, образовавшихся при ионизации атома серебра, первоначально находившегося в основном состоянии, для интенсивности излучения ( $\tau_f = 2T$ ,  $\tau_p = 10T$ ):  $4.5 \cdot 10^{13}$  (а),  $5.5 \cdot 10^{13}$  (б) Вт/см<sup>2</sup>. На вставках — схемы уровней, поясняющие возникновение многофотонных резонансов

стояния атома в условиях существования многофотонного резонанса с основным состоянием, являются распределения возбужденных состояний по значениям орбитального и главного квантового чисел к концу лазерного воздействия, приведенные на рис. 7. Значения интенсивностей  $2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $4 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (см. рис. 7а, в) примерно соответствуют наличию шести и семи фотонных резонансов в системе, что должно приводить к эффективному заселению ридберговских состояний соответственно с четными и нечетными значениями орбитального квантового числа. Действительно, представленные данные показывают, что при интенсивности излучения  $2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> преимущественно заселяют-

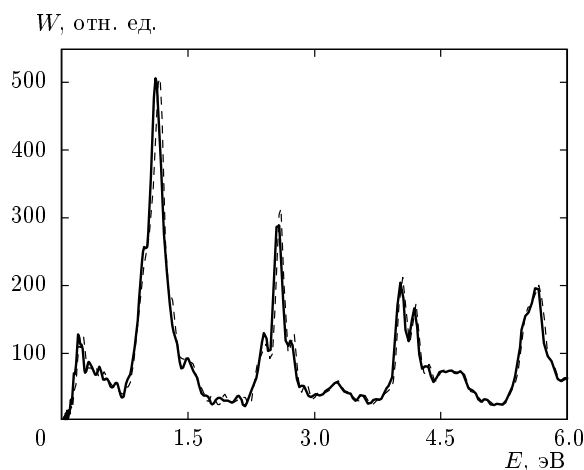


Рис. 6. Энергетические спектры фотоэлектронов, рассчитанные по импульсному распределению, для интенсивности излучения ( $\tau_f = 2T$ ,  $\tau_p = 10T$ )  $4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Сплошная кривая соответствует моменту окончания лазерного импульса, пунктирная кривая получена через два периода после окончания лазерного импульса

ся *d*- и *g*-состояния, а при  $4 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> доминирует заселение *f*- и *h*-состояний. При этом эффективно заселяемые состояния характеризуются значениями главного квантового числа  $n = 8-14$ , что обуславливает наличие переходов  $\Lambda$ -типа между ними и, как следствие, их устойчивость по отношению к ионизации. С другой стороны, данные, представленные на рис. 7б (интенсивность излучения  $3.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), соответствуют отсутствию резонанса между основным состоянием и группой высоковозбужденных ридберговских состояний. Как следствие, в этом случае происходит заселение состояний с  $n = 4-7$ , причем населенности этих состояний оказываются примерно на порядок меньше, чем ридберговских состояний в предыдущих случаях.

Еще одной характерной особенностью интерференционной стабилизации является структурирование по энергии пиков фотоэлектронов в континууме, причем расстояние между субпиками определяется разностью энергий соседних ридберговских состояний [21]. Такая ситуация наблюдается и в наших расчетах. При интенсивностях излучения, превышающих  $5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, структура каждого из надпороговых пиков в спектре фотоэлектронов становится сложной, состоящей из некоторого числа субпиков<sup>3)</sup>.

<sup>3)</sup> В этом случае энергии пиков в спектре фотоэлектронов, представленные на рис. 3, вычислялись как среднее арифметическое по всем субпикам, относящимся к данному надпороговому пику.



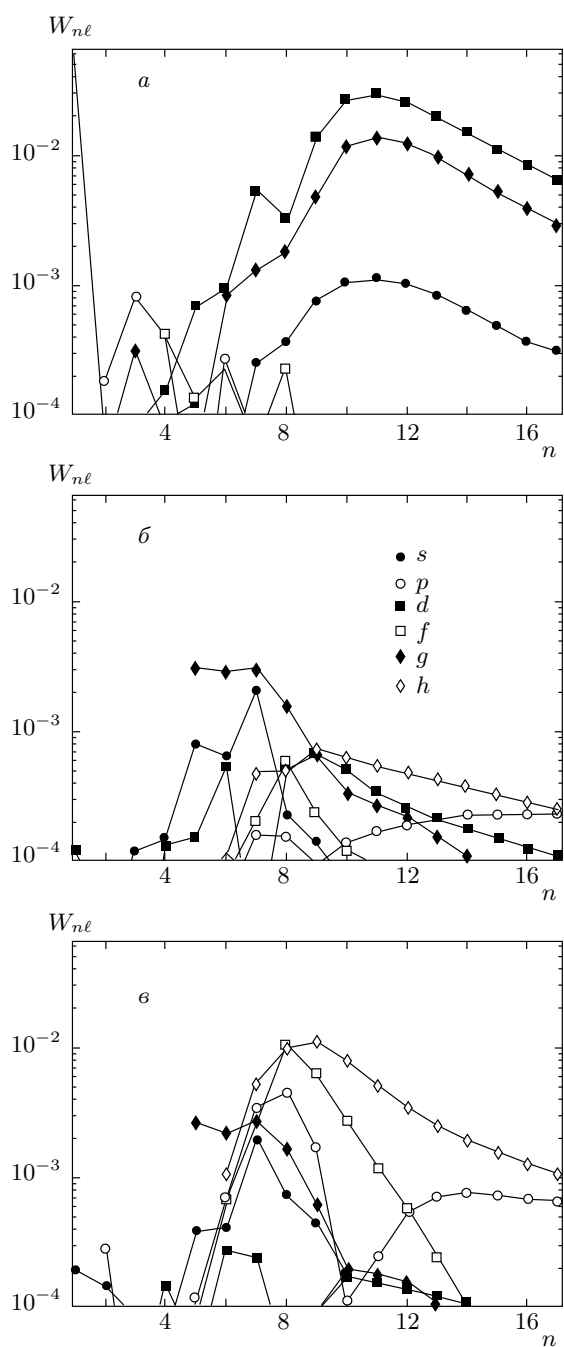


Рис. 7. Распределения возбужденных атомов по состояниям с различными значениями главного и орбитального квантовых чисел, полученные к концу лазерного воздействия для интенсивностей  $2 \cdot 10^{13}$  (а),  $3.5 \cdot 10^{13}$  (б),  $4 \cdot 10^{13}$  (в) Вт/см<sup>2</sup>

В качестве примера на рис. 8 представлен энергетический спектр фотоэлектронов, полученный для интенсивности излучения  $6.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Как видно, расстояние между субпиками, принадлежащими

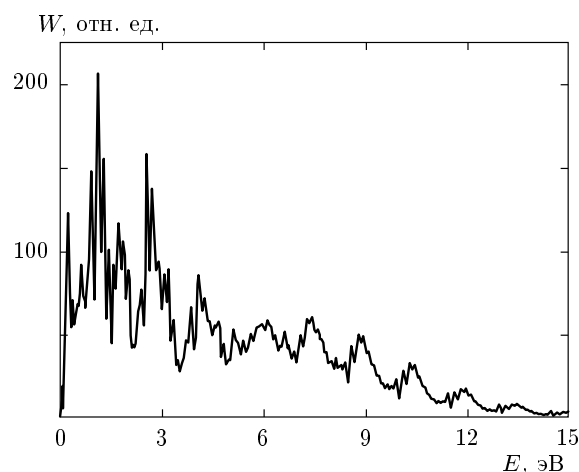


Рис. 8. Энергетический спектр фотоэлектронов, образовавшихся при ионизации атома серебра, первоначально находившегося в основном состоянии, для интенсивности излучения  $6.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>

одному надпороговому пику, приблизительно равно 0.15 эВ, что примерно соответствует разнице энергий состояний, эффективно заселяемых в процессе лазерного воздействия. Поэтому данные расчетов находятся в качественном согласии с предсказаниями теории интерференционной стабилизации.

Возможность возникновения эффекта интерференционной стабилизации атома, первоначально находящегося в основном состоянии, в низкочастотном лазерном поле подробно рассматривалась в работах [26–28] и связана с наличием многофотонного резонанса с одним из ридберговских состояний, устойчивых по отношению к ионизации. В наших условиях можно говорить о резонансе с группой ридберговских состояний, число которых определяется шириной спектра лазерного импульса. При этом, если резонанс наблюдается для группы состояний вблизи границы континуума (например, при интенсивностях излучения  $2.5 \cdot 10^{13}$ ,  $4.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), устойчивость этих состояний будет выше, чем в случае резонанса с глубже лежащими состояниями (например, при интенсивности  $3.5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>). Поэтому немонотонная зависимость остаточной вероятности неионизации, обнаруженная в наших расчетах, обусловлена повышением устойчивости к ионизации ридберговских состояний с ростом значения главного квантового числа, а также с увеличением их плотности в области больших значений  $n$ . При этом надо иметь в виду, что переходы  $\Lambda$ -типа обеспечивают перезаселение не только ридберговских состояний в дискретном спектре, но и низкоэнергетических состояний в

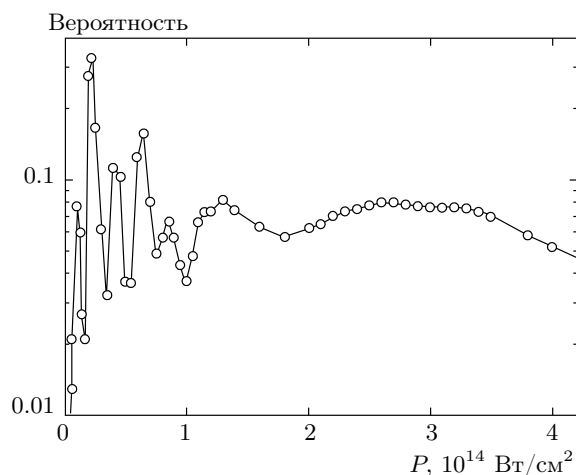


Рис. 9. Зависимость вероятности возбуждения атома от интенсивности в полях, меньших и больших порога подавления барьера  $P_{BSI}$

континууме. Заселение таких состояний в континууме вблизи границы ионизации неоднократно наблюдалось в экспериментах [29, 30] и теоретических расчетах [12, 18, 31].

Перейдем теперь к обсуждению особенностей ионизации и возбуждения атомных состояний в полях, превышающих порог надбарьерной ионизации, который для атома серебра составляет величину  $P_{BSI} \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Казалось бы, в условиях надбарьерной ионизации электроны быстро (на временах порядка половины оптического периода) будут переходить в состояния континуума, а остаточная вероятность неионизации (возбуждения) в надбарьерных полях должна быть исчезающе мала. Однако наши расчеты показывают, что это не так. Остаточная вероятность неионизации, которая в рассматриваемом случае соответствует вероятности обнаружить атом в возбужденном состоянии, в сверхатомных полях составляет 4–8%. При этом, в отличие от интенсивностей, меньших  $P_{BSI}$ , при которых наблюдалась резко немонотонная зависимость  $W^*(P)$ , обусловленная закрытием каналов ионизации и резонансным заселением группы ридберговских состояний, устойчивых по отношению к ионизации, в надбарьерных полях зависимость вероятности возбуждения от интенсивности  $W^*(P)$  ведет себя совершенно иначе (см. рис. 9). В этом диапазоне интенсивностей зависимость оказывается плавной и какие-либо резонансы отсутствуют. При этом важно отметить, что, как и в случае полей, соответствующих режиму интерференционной стабилизации, заселение возбужденных состояний проис-

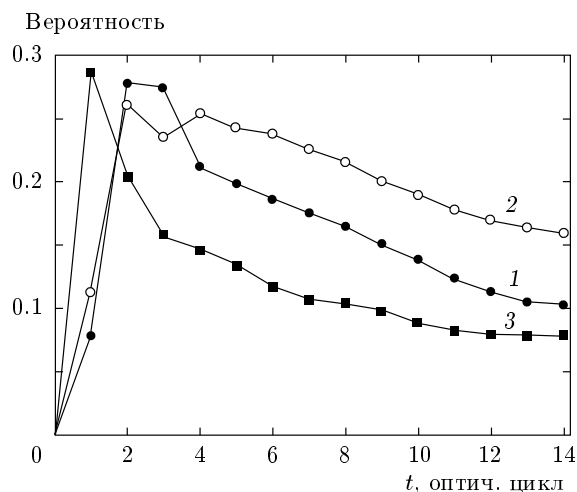


Рис. 10. Временная динамика населенности возбужденных состояний атома серебра в поле лазерного импульса ( $\tau_f = 2T$ ,  $\tau_p = 10T$ ); интенсивности излучения  $4.5 \cdot 10^{13}$  (1),  $6.5 \cdot 10^{13}$  (2),  $2.5 \cdot 10^{14}$  (3) Вт/см<sup>2</sup>

ходит на переднем фронте лазерного импульса, а возбужденные состояния оказываются устойчивыми по отношению к процессу ионизации (см. рис. 10). Действительно, представленные на рис. 10 зависимости вероятности обнаружить атом в возбужденном состоянии от времени (кривые 1 и 2 соответствуют режиму интерференционной стабилизации, кривая 3 — режиму КХ-стабилизации) показывают, что и в подбарьерных, и в надбарьерных полях время жизни ридберговского волнового пакета относительно процесса ионизации составляет величину  $\tau \approx (20-30)T \approx 75-100$  фс ( $T$  — период оптических колебаний).

Таким образом, в надбарьерных полях ( $P > P_{BSI}$ ) так же, как и в полях, удовлетворяющих условию  $\varepsilon/\omega^{5/3} > 1$ , происходит стабилизация системы: значительная часть электронной плотности образует ридберговский волновой пакет, устойчивый по отношению к ионизации. Однако механизм стабилизации атома в надбарьерных полях отличен от интерференционного. Известно, что при сверхатомных значениях интенсивности электромагнитного поля происходит существенная перестройка спектра атомных состояний и формирование «одетого» атома, существующего в форме атома КХ [23]. В случае атома серебра, как уже отмечалось, сверхатомные значения интенсивности достигаются при превышении величины  $P_{BSI} \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В основе подхода КХ лежит представление о

том, что взаимодействие атомного электрона с внешним электромагнитным полем является более интенсивным, чем взаимодействие с атомным остовом. В такой ситуации электрон совершает почти свободные колебания с амплитудой  $a_e = \varepsilon/\omega^2$  относительно положения равновесия и «видит» осциллирующий относительно себя потенциал атомного остова  $V(\mathbf{r} - \mathbf{e}_z a_e \cos \omega t)$ . Создаваемый в системе отсчета, связанной с электроном, осциллирующий потенциал  $V(\mathbf{r} - \mathbf{e}_z a_e \cos \omega t)$  является периодической функцией и может быть разложен в ряд Фурье:

$$V(\mathbf{r} - \mathbf{e}_z a_e \cos \omega t) = V^{KH}(\mathbf{r}, a_e) + \sum_n V_n^{KH}(\mathbf{r}, a_e) \exp(in\omega t), \quad (10)$$

где

$$V^{KH}(\mathbf{r}, a_e) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(\mathbf{r} - \mathbf{e} a_e \cos \xi) d\xi \quad (11)$$

— статическая часть осциллирующего потенциала, представляющая собой потенциал КХ. В достаточно сильных полях потенциал КХ представляет собой главную часть разложения (10) (более подробно см. обзор [23] и цитированную в нем литературу), а гармоники

$$V_n^{KH}(\mathbf{r}, a_e) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(\mathbf{r} - \mathbf{e} a_e \cos \xi) \exp(in\xi) d\xi \quad (12)$$

вызывают переходы между стационарными состояниями потенциала КХ, причем их вклад может быть учтен по теории возмущений. Таким образом, в сильном (сверхатомном) поле электромагнитной волны происходит существенная перестройка атомного спектра: вместо исходного атома возникает «одетый» атом — атом КХ, а его ионизация в поле волны происходит под действием гармоник потенциала КХ, причем взаимодействие с  $n$ -й гармоникой соответствует поглощению  $n$  квантов поля<sup>4</sup>). С ростом интенсивности излучения оказывается необходимым учитывать все большее число гармоник потенциала КХ, однако суммарная вероятность перехода из связанного состояния атома КХ в континуум КХ

<sup>4</sup>) Следует отметить, что с точки зрения базиса состояний свободного атома  $n$ -я гармоника потенциала КХ учитывает совокупность многофотонных переходов различного порядка многофотонности, таких что энергии начального и конечного состояний отличаются на  $n\hbar\omega$ . Например, гармоника  $V_1^{KH}$  включает в себя 1-, 3-, 5-, 7-, ... -фотонные переходы, такие что суммарно поглощается один фотон.

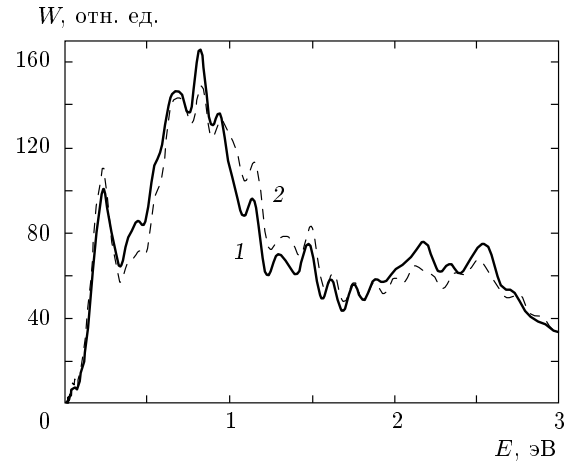


Рис. 11. Низкоэнергетичная часть спектра фотоэлектронов при ионизации атома серебра в сильном лазерном поле в режиме КХ. Интенсивность излучения  $2.5 \cdot 10^{14}$  (1),  $2.6 \cdot 10^{14}$  (2) Вт/см<sup>2</sup>

убывает, т. е. устойчивость системы по отношению к процессу ионизации растет.

В случае, если амплитуда  $a_e$  колебательного движения существенно превышает атомный размер, потенциал КХ имеет характерную двухъямную структуру, с расстоянием между потенциальными ямами вдоль оси  $z$ , приблизительно равным  $2a_e$ . В результате волновая функция основного состояния в потенциале КХ имеет характерную дихотомическую структуру, с расстоянием между максимумами плотности вероятности порядка  $2a_e$ . С увеличением напряженности электрического поля волны пространственный размер потенциала КХ увеличивается, что приводит к уменьшению глубины потенциальной ямы и уменьшению энергии ионизации связанных состояний. Это означает, что закрытие каналов ионизации в атоме КХ отсутствует, а с увеличением интенсивности излучения пики в спектре фотоэлектронов должны плавно перемещаться вверх по оси энергии, причем их положение определяется выражением

$$E_n = n\omega - I_{KH}, \quad (13)$$

где  $I_{KH}$  — энергия связи состояния в потенциале КХ,  $n = 1, 2, 3, \dots$  — номер гармоники потенциала КХ. Такая ситуация наблюдается в численных расчетах. На рис. 11 приведены спектры фотоэлектронов для значений интенсивности  $2.5 \cdot 10^{14}$ ,  $2.6 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в области малых значений энергии. Если бы в этой области интенсивностей положение пиков определялось выражениями (8), (9), то пик, соответствующий большему значению интенсивно-

сти, сдвинулся бы в область меньших энергий на величину  $\hbar\omega/2$ . Расчеты показывают, что наблюдается противоположная зависимость: с увеличением интенсивности энергия пика возрастает. Отмеченная зависимость проявляется также на рис. 3 в области интенсивностей, близких к значению  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Важной особенностью процесса фотоионизации в режиме КХ является существенная модификация высокоэнергетичной части спектра фотоэлектронов [32] и образование электронов с энергией, превышающей значение  $10U_p$  ( $U_p = \varepsilon^2/4\omega^2$  — ponderomotorный потенциал). Существование высокоэнергетичных электронов с энергиями до  $10U_p$  в спектре фотоэлектронов было недавно получено в аналитических и численных расчетах, соответствующих туннельному режиму ионизации атомов [33–35]. Обычно в туннельном режиме ионизации существование таких плато связывают с перерасеянием фотоэлектрона на родительском атомном остове, обусловленным тем, что при выходе электрона в континуум примерно через полпериода поля волны электрон возвращается обратно к родительскому центру и, рассеиваясь назад, набирает дополнительную энергию вплоть до  $10U_p$  [36, 37]. Другая ситуация наблюдается в режиме КХ, возникающем в наших условиях при интенсивностях, превосходящих порог надбарьерной ионизации. Хотя, с точки зрения лабораторной системы координат, в атоме КХ электрон совершает колебательное движение относительно атомного остова, взаимодействуя с ним, что в значительной мере аналогично процессу перерасеяния, временная динамика атомного электрона в режиме КХ принципиально отлична от случая туннельного выхода из-под барьера с последующим рассеянием на родительском центре. Как результат, режим КХ может оказаться значительно более эффективным с точки зрения генерации быстрых электронов с энергией, большей либо равной  $10U_p$ .

Рассматривая состояния атома в сильном поле излучения как состояния «одетого» атома — атома КХ, важно также иметь в виду, что эти состояния существуют, только пока лазерное поле является достаточно сильным. Поэтому на переднем фронте импульса генерации происходит перестройка спектра атомных состояний в спектр состояний атома КХ, а на заднем фронте — обратный процесс перестройки спектра атома КХ в спектр состояний свободного атома. Как и какие состояния атома КХ будут заселены при включении поля и, наоборот, какие состояния свободного атома будут заселены при выключении поля, определяется, прежде всего, длительностью фронта импульса и скоростью изменения по-

ля на фронте. В наших условиях, когда длительности фронтов составляют всего два оптических периода, в нулевом приближении такую перестройку потенциала можно считать мгновенной. Это означает, что вероятность заселения состояний в потенциале КХ на переднем фронте лазерного импульса определяется проекцией исходного атомного состояния  $|g\rangle$  на базис стационарных состояний в потенциале КХ. Наличие симметрии в системе относительно инверсии координаты ( $z \rightarrow -z$ ) приведет к тому, что каждое из заселяемых состояний атома КХ будет содержать только четные значения орбитального момента, а следовательно, при выключении лазерного поля связанные состояния свободного атома будут также характеризоваться преимущественно четными значениями  $\ell$ . Именно такая ситуация реализуется в численных расчетах (см. рис. 12а). Присутствие в полученном распределении также нечетных значений орбитального момента обусловлено немгновенным характером включения и выключения поля.

Что касается распределения состояний по значениям главного квантового числа, то поскольку в надбарьерных полях потенциал КХ имеет ярко выраженную дихотомическую структуру с размером, приблизительно равным  $2a_e$ , удерживаемая электронная плотность должна быть локализована на расстоянии порядка  $a_e$  от ядра. Отсюда заключаем, что после окончания лазерного воздействия, когда стационарные состояния атома КХ снова перестраиваются в состояния невозмущенного атома, удерживаемая ядром электронная плотность будет преимущественно распределена по состояниям, соответствующим значениям главного квантового числа  $n^2 \approx a_e$ , откуда

$$n \approx n^* = \sqrt[4]{P}/\omega. \quad (14)$$

Например, для интенсивности излучения  $P = 2.5 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> имеем  $n^* \approx 5-6$ , что близко к значениям, полученным в численных расчетах (см. рис. 12б). Значение  $n^*$  слабо зависит от интенсивности лазерного излучения и в исследованном нами диапазоне надбарьерных полей может считаться постоянным.

Отметим, что проведенные в данной работе численные расчеты, основанные на прямом интегрировании нестационарного уравнения Шредингера без каких-либо упрощающих предположений, являются, по сути, компьютерными экспериментами, которые могут служить надежной основой как для анализа данных лабораторных экспериментов, так и для сопоставления с теоретическими моделями с це-

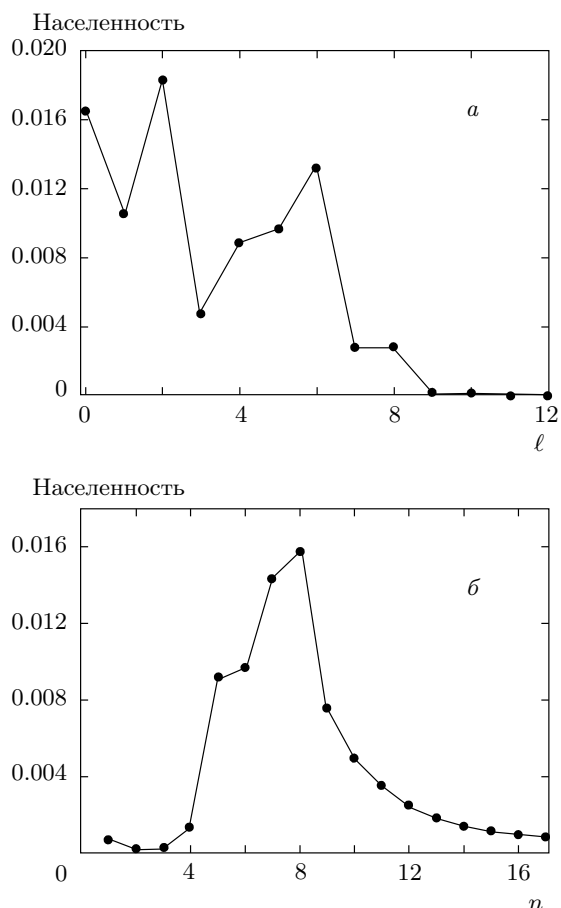


Рис. 12. Распределения возбужденных атомов к концу лазерного импульса по орбитальному моменту (а) и главному квантовому числу (б), полученные в режиме КХ при интенсивности излучения  $2.5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>

лю анализа допустимости тех или иных приближений, лежащих в основе таких моделей.

В частности, существенное качественное различие наших данных с результатами работы [38], также посвященной изучению процесса ионизации атомов серебра в сильном поле титан-сапфирового лазера, свидетельствует о некорректном использовании подхода, развитого в работе [38], для анализа динамики квантовых систем в интенсивных лазерных полях. По-видимому, это обусловлено обрезанием базиса состояний свободного атома и пренебрежением вклада переходов через большое число промежуточных возбужденных состояний, оставшихся за рамками подхода [38]. Как следствие, проведенные авторами [38] расчеты вероятности ионизации атомов серебра принципиально расходятся даже с асимптотическим пределом теории возмущений в области сла-

бых полей: вероятность ионизации оказывается линейной функцией интенсивности излучения, тогда как в таких слабых полях параметр Келдыша  $\gamma \gg 1$  и имеет место многофотонный (8-фотонный) режим ионизации, а соответствующая зависимость на самом деле имеет вид  $W_i \sim P^8$ . Таким образом, проведенные в нашей работе численные расчеты позволяют оценить правомерность приближений, используемых в различных теоретических подходах.

Кроме того, численные расчеты, основанные на прямом интегрировании нестационарного уравнения Шредингера без каких-либо упрощающих предположений, позволяют выявить механизмы обнаруженных новых физических явлений. Остановимся на сопоставлении наших расчетов, демонстрирующих удержание атомов в высоковозбужденных состояниях в сильном поле излучения, с данными экспериментов [13], в которых это явление наблюдалось экспериментально. В соответствии с предложенной в работе [13] моделью явления захват в возбужденные состояния дискретного спектра происходит на заднем фронте лазерного импульса в результате процесса рекомбинации электронов при их возврате к родительскому центру. Наши расчеты (см. рис. 10) демонстрируют, что, вероятно, реализуется другой механизм: заселение ридберговских состояний происходит на переднем фронте лазерного импульса, а устойчивое существование возбужденных (ридберговских) состояний в процессе лазерного воздействия есть проявление эффекта стабилизации.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе на основе прямого численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера проведено исследование динамики ионизации модельного атома серебра излучением титан-сапфирового лазера в диапазоне интенсивностей  $10^{12}$ – $4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Такие условия на качественном уровне близки к реализованным в экспериментах [13] и соответствуют случаю, когда значение параметра Келдыша как больше, так и меньше единицы. Обнаружено, что в исследуемом диапазоне интенсивностей наряду с процессом ионизации наблюдается эффективное возбуждение ридберговских состояний в диапазоне значений главного квантового числа  $n = 6$ – $14$ . При этом оказалось, что в исследуемом диапазоне интенсивностей излучения ридберговский волновой пакет возникает на переднем фронте лазерного импульса и является устойчивым по отношению к ионизации, т. е. возникает ста-

билизация атомной системы относительно процесса ионизации. Показано, что в зависимости от интенсивности излучения механизмы стабилизации системы являются различными. В полях, при которых происходит перекрытие ионизационных ширин соседних ридберговских состояний (см. условие (1)), эффект удержания атомов в возбужденных состояниях может быть понят в рамках интерференционного механизма. Наиболее эффективно стабилизация происходит при условии возникновения многофотонного резонанса основного состояния атома с группой ридберговских состояний вблизи границы континуума.

В более сильных (надбарьерных) полях имеет место кардинальная перестройка атомного спектра системы, приводящая к исчезновению немонотонной зависимости вероятности ионизации от интенсивности, обусловленной закрытием каналов ионизации — возникает «одетый» атом, устойчивость которого к ионизации может быть понята в рамках формализма КХ. На основании расчетных данных можно предположить, что наблюдаемый в работе [13] эффект удержания электронной плотности в ридберговских состояниях атома гелия при его ионизации излучением титан-сапфирового лазера, наряду с экспериментами [39], можно рассматривать как еще одно экспериментальное наблюдение явления стабилизации.

Авторы выражают благодарность М. В. Федорову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-00317), Программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ № 3322.2010.2), а также Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (государственный контракт № 14.740.11.0065).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Одноэлектронная модель атома серебра

Атом серебра (заряд ядра  $Z = 47$ ) имеет электронную конфигурацию  $4d^{10}5s$ , основное состояние  $^2S_{1/2}$  и в не слишком сильных полях может быть описан в одноэлектронном приближении — атомный остов, состоящий из ядра и 46-и внутренних электронов, плюс внешний валентный  $s$ -электрон, относительно далеко расположенный от остова и сравнительно слабо с ним связанный. Первый потенциал ионизации составляет  $I = 7.58$  эВ, второй — 21.5 эВ.

Такая большая разница позволяет в широком диапазоне интенсивностей (особенно для достаточно коротких импульсов, рассматриваемых в работе) не учитывать воздействие лазерного поля на электроны атомного остова. Энергии нижних возбужденных  $5p$ - и  $6s$ -состояний, отсчитываемые от границы континуума, равны соответственно  $-3.92$  эВ и  $-2.73$  эВ.

Существенной проблемой моделирования многоэлектронных атомов (даже с единственным валентным  $s$ -электроном) в одноэлектронном приближении *ab initio* (т. е. посредством численного решения одноэлектронного стационарного уравнения Шредингера) является невозможность правильно описать пространственную структуру волновой функции даже основного состояния. Однако нам представляется, что детальный вид волновой функции не является важным. Для адекватности модели одноэлектронного атома реальному многоэлектронному аналогу более существенными являются такие характеристики, как структура энергетического спектра и энергетические интервалы между различными состояниями, характерные размеры области локализации электронной волновой функции, значения матричных элементов дипольного оператора, связывающие различные состояния энергетического спектра, атомная поляризуемость и т. п.

В нашей работе одноэлектронный потенциал атома серебра был выбран в следующем виде:

$$V(r) = -\frac{e^2}{\sqrt{\alpha^2 + r^2}} \left( 1.1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2}\right) \right), \quad (\text{A.1})$$

где  $\alpha = a_0/20$ ,  $\beta = 1.333a_0$ ,  $a_0$  — боровский радиус. Явный вид этого потенциала, а также волновых функций основного  $|g\rangle$  и двух нижних возбужденных состояний приведен на рис. 13. Указанный потенциал качественно правильно воспроизводит структуру энергетического спектра атома серебра, включая ридберговскую серию (см. табл. 1). Хотя, как уже отмечалось, пространственная структура основного состояния модельного атома не соответствует пространственной структуре волновой функции валентного  $5s$ -электрона атома серебра, значения средних величин степеней удаления электрона от ядра ( $\langle r^k \rangle$ ,  $k = -1, 1, 2$ ), полученные усреднением по волновой функции основного состояния в нашей модели и в рамках расчетов методом Хартри–Фока [25], а также матричного элемента дипольного момента перехода между основным и нижним возбужденным  $p$ -состоянием ( $d_{21}$ ), находятся в качественном согласии (см. табл. 2). В качестве еще одного аргумента, подтверждающего адекватность

Таблица 1. Энергетический спектр модельного атома серебра (в эВ)

<i>n</i>	1	2	3	4	5	6
<i>s</i>	-7.5802	-2.7351	-1.3838	-0.8319	-0.55445	-0.39570
<i>p</i>		-3.7649	-1.7119	-0.97673	-0.63086	-0.44087
<i>d</i>			-1.818	-1.0226	-0.65466	-0.45476
<i>f</i>				-1.0254	-0.6562	-0.4557
<i>g</i>					-0.65625	-0.4557

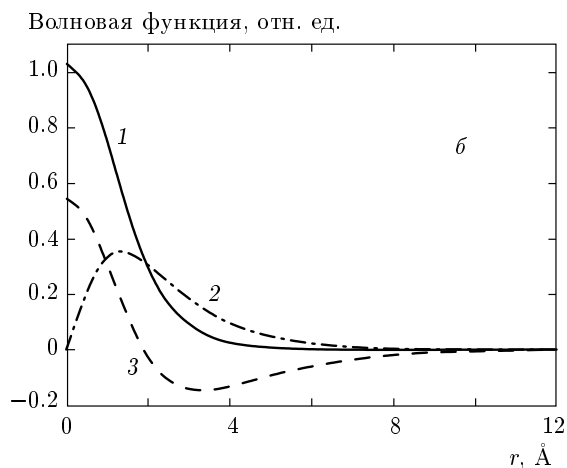
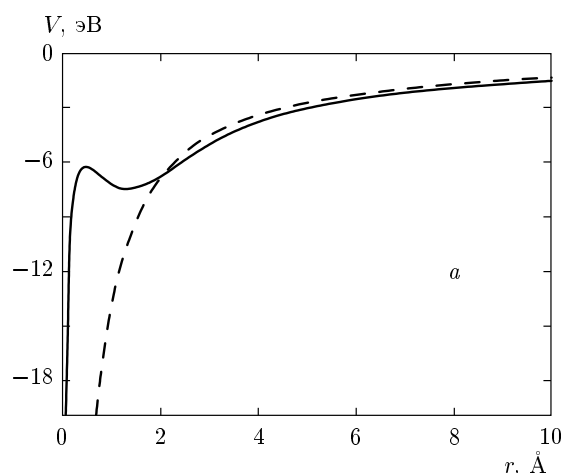


Рис. 13. а) Модельный одноэлектронный потенциал атома серебра, использованный в данной работе (сплошная линия) и сглаженный кулоновский потенциал (штриховая линия), использованный для моделирования атома водорода в работах [17, 18]. б) Радиальные волновые функции основного (1) и двух нижних возбужденных состояний (2, 3)

Таблица 2. Средние величин степеней удаления электрона от ядра (в ат. ед.)

	$\langle 1/r \rangle$	$\langle r \rangle$	$\langle r^2 \rangle$	$d_{21}$
Данная работа	0.428	3.020	11.32	1.08
Данные [25]	0.344	3.656	15.59	1.66

рассматриваемой одноэлектронной модели, укажем, что рассчитанное в ее рамках значение электронной поляризуемости основного состояния атома серебра находится в количественном согласии с табличными данными (более подробно см. текст статьи).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Б. Делоне, УФН **115**, 361 (1975).
2. Н. Б. Делоне, М. В. Федоров, УФН **158**, 215 (1989).
3. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
4. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **50**, 1393 (1966).
5. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **51**, 309 (1966).
6. А. М. Переломов, В. С. Попов, ЖЭТФ **52**, 514 (1967).
7. F. H. M. Faisal, J. Phys. B **6**, L89 (1973).
8. H. R. Reiss, Phys. Rev. A **22**, 1786 (1990).
9. H. R. Reiss, Progr. Quant. Electron. **16**, 1 (1992).
10. В. С. Попов, УФН **174**, 921 (2004).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1974).

12. I. A. Burenkov, A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys. Lett.* **7**, 409 (2010).
13. T. Nubbemeyer, K. Gorling, A. Saenz, U. Eichmann, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 233001 (2008).
14. U. Eichmann, T. Nubbemeyer, H. Rottke, and W. Sandner, *Nature* **461**, 1261 (2009).
15. N. I. Shetsov-Shilovski, S. P. Goreslavski, S. V. Popruzhenko, and W. Becker, *Laser Phys.* **19**, 1550 (2009).
16. P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
17. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **19**, 1607 (2009).
18. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **20**, 1028 (2010).
19. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, *J. Phys. B* **21**, L155 (1988).
20. А. М. Мовсеян, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **95**, 47 (1989).
21. M. V. Fedorov, *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field*, World Sci., Singapore (1997).
22. M. Gavrila, *J. Phys. B* **35**, R147 (2002).
23. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *J. Phys. B* **36**, R125 (2003).
24. Е. А. Волкова, В. В. Гридчин, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **129**, 48 (2006).
25. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомарных ионов*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
26. Ю. В. Дубровский, М. Ю. Иванов, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **99**, 411 (1991).
27. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *Опт. и спектр.* **88**(1), 5 (2000).
28. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **10**, 898 (2000).
29. A. Rudenko, K. Zrost, C. D. Schröter, V. L. B. de Jesus, B. Feuerstein, R. Moshhammer, and J. Ullrich, *J. Phys. B* **37**, L407 (2004).
30. A. Rudenko, K. Zrost, Th. Ergler, A. B. Voitkiv, B. Najjari, V. L. B. de Jesus, B. Feuerstein, C. D. Schröter, R. Moshhammer, and J. Ullrich, *J. Phys. B* **38**, L191 (2005).
31. D. G. Arbó, S. Yoshida, E. Persson, K. I. Dimitriou, and J. Burgdörfer, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 143003 (2006).
32. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *J. Mod. Opt.* **58**, (2011), accepted for publication.
33. S. P. Goreslavski and S. V. Popruzhenko, *J. Phys. B* **32**, L533 (1999); С. П. Гореславский, С. В. Попруженко, *ЖЭТФ* **117**, 895 (2000).
34. Z. Chen, T. Morishita, A. T. Le, and C. D. Lin, *Phys. Rev. A* **76**, 043402 (2007).
35. M. Okunishi, T. Morishita, G. Prümper, K. Shimada, C. D. Lin, S. Watanabe, and K. Ueda, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 143001 (2008).
36. B. Yang, K. J. Schafer, B. Walker, K. C. Kulander, P. Agostini, and L. F. DiMauro, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3770 (1993).
37. G. G. Paulus, W. Becker, W. Nicklich, and H. Walther, *J. Phys. B* **27**, L703 (1994).
38. А. В. Андреев, С. Ю. Стремоухов, О. А. Шутова, *ЖЭТФ* **138**, 1060 (2010).
39. N. J. van Drutten, R. C. Constantinescu, J. M. Schins, H. Nieuwenhuize, and H. G. Muller, *Phys. Rev. A* **55**, 622 (1997).