

# ВЛИЯНИЕ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

А. С. Корнев, Е. Б. Туленко

*Воронежский государственный университет*

Поступила в редакцию 15.02.2011 г.

**Аннотация:** проведен учет некоторых многочастичных эффектов при образовании многозарядных ионов в лазерном поле: неупругий туннельный эффект, коллективный туннельный эффект, релаксация атомного остова по проекции магнитного момента. Рассмотрены сильные поля с интенсивностью, превышающей  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда на свободное движение фотоэлектрона действует магнитная компонента лазерного поля, поэтому образование многозарядных ионов вследствие перерассеяния становится маловероятным. Вычислен выход ионов  $Ar^{9+} \dots Ar^{13+}$  под воздействием линейно-поляризованного лазерного импульса. Проведено сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** лазерное излучение, туннельная ионизация, многозарядные ионы, кинетические уравнения.

**Abstract:** some of the many-body effects in the formation of multiply charged ions in a laser field have been taken into account: inelastic tunneling, collective tunneling, and magnetic momentum projection relaxation of the atomic core. Strong fields with an intensity exceeding  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> are considered when the magnetic component of the laser field acts on the free motion of a photoelectron; therefore, the formation of multiply charged ions through rescattering becomes unlikely. The yield of  $Ar^{9+} \dots Ar^{13+}$  ions due to a linearly polarized laser field has been calculated. Comparison between theoretical results and experimental data have been performed.

**Key words:** laser radiation, tunnel ionization, multiply-charged ions, kinetic equations.

## ВВЕДЕНИЕ

Образование многозарядных атомарных ионов (МЗИ) в сверхсильном лазерном поле с интенсивностью до  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> в последние годы активно изучается экспериментально [1—8]. В полях с такой интенсивностью начинают проявляться релятивистские эффекты. Первый эффект такого рода связан с действием магнитной компоненты светового поля лазерного излучения на движение свободного электрона. Этот эффект следует рассматривать как релятивистский, поскольку сила Лоренца, как известно, обратно пропорциональна скорости света. В результате действия силы Лоренца движение электрона в поле линейно-поляризованной световой волны перестает быть прямолинейным, его траектория принимает форму «восьмерки» [9]. Вследствие этого процессы перерассеяния, игравшие главную роль при образовании многозарядных ионов в полях с меньшей интенсивностью [10, 11], когда при ускорении фотоэлектрона в лазерном поле

происходит ударная ионизация с образованием ионов более высокой кратности, теперь становятся менее значимыми. Экспериментальное подтверждение подавления перерассеяния вследствие релятивистских эффектов отмечалось в работах [1, 2, 4] и наиболее детально исследовано в работе [7].

Поскольку процесс перерассеяния перестает быть доминирующим, образование многозарядных ионов происходит вследствие прямого воздействия лазерного поля на атом или ион. Существующая теория туннельного эффекта [12—15], известная как теория АДК, а также ее релятивистское обобщение [16, 17], является одночастичной. Поэтому образование многозарядных ионов в рамках этой теории возможно лишь вследствие последовательного отрыва каждого электрона от нейтрального атома или иона с образованием иона большей кратности в основном состоянии. Очевидно, что в этом отношении желательнее провести усовершенствование теории АДК, включив в рассмотрение многочастичные эффекты.

В этом направлении нами ранее были выполнены работы [18, 19]. Рассматривались более слабые интенсивности лазерного излучения, когда релятивистские эффекты еще не проявляются. Для исключения эффектов перерассеяния лазерное поле считалось циркулярно-поляризованным. Учитывались следующие многочастичные эффекты: 1) неупругий туннельный эффект (НТЭ), сопровождающийся возбуждением ионного остова [20]; 2) коллективное туннелирование нескольких электронов за один оптический полупериод [21] (см. также [22]). Результаты расчетов для иона  $\text{Ne}^{2+}$  [19] хорошо согласуются с экспериментальными результатами, полученными в [23]. Результаты наших теоретических расчетов вероятности образования ионов  $\text{Ar}^+ \dots \text{Ar}^{6+}$  [18] были позже проверены экспериментально в работе [24]. В этой работе использовалось циркулярно-поляризованное излучение с интенсивностью  $10^{14}$ – $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью импульса 50 фс. Все экспериментальные данные, полученные в [24], очень хорошо согласуются с результатами вычислений [18].

С точки зрения роли многочастичных эффектов в образовании многозарядных ионов, результаты работ [18, 24] подтверждают важность неупругого туннельного эффекта. Что же касается коллективного туннельного эффекта, то он при указанной длительности 50 фс не проявлялся. Как показано в недавних работах [25] на примере образования ионов  $\text{Rb}^{10+}$ ,  $\text{Rb}^{11+}$  и в работе [26] на примере  $\text{Ar}^{9+} \dots \text{Ar}^{13+}$  и  $\text{Kr}^{19+} \dots \text{Kr}^{23+}$  в линейно-поляризованном поле, роль коллективного туннелирования в образовании МЗИ становится важной, если длительность импульса менее 5 фс. В этом случае несколько электронов успевают испуститься одновременно [22].

В работе [25] был исследован еще один многочастичный эффект: релаксация атомного остова по магнитным квантовым числам электронов  $m$ , который изучался теоретически [27] и экспериментально [28]. Было показано, что время релаксации существенно меньше длительности лазерного импульса, что согласуется с экспериментальными данными [28].

Целью настоящей работы является дальнейшее исследование образования многозарядных ионов в рамках многочастичной теории туннельного эффекта в полях с интенсивностью до  $\sim 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Лазерное излучение предпола-

гается линейно поляризованным, поскольку, как говорилось выше, в результате действия силы Лоренца на свободный электрон процессы ионизации вследствие перерассеяния подавляются.

В разделе 1 представлены общие формулы, описывающие вероятность коллективного неупругого туннельного эффекта. В соответствии с результатами работ [16, 17], при кратности ионизации  $\lesssim 20$  процесс туннелирования можно рассматривать в нерелятивистском приближении. В разделе 2 приводятся кинетические уравнения, описывающие образование МЗИ с учетом многочастичных эффектов. В разделе 3 выводится формула для вычисления выхода МЗИ под воздействием сфокусированного лазерного пучка с гауссовским распределением интенсивности по диаметру сечения. В разделе 4 проведено сравнение теоретических результатов с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что одночастичная модель иногда приводит к качественным различиям между теорией и экспериментом.

Всюду, где не оговорено особо, используется атомная система единиц ( $\hbar = m_e = e = 1$ ).

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МНОГЧАСТИЧНЫХ ЭФФЕКТОВ

В основе одночастичной теории туннелирования АДК лежит приближение квантового дефекта, хорошо известное в атомной и молекулярной физике [29]. Применимость теории квантового дефекта к основным и низко-лежащим состояниям атомов обосновано в работе [30]. Используемая в данной работе вероятность коллективного туннелирования нескольких эквивалентных электронов была получена в работе [21]. Тем же автором в работе [20] учтен еще один многочастичный эффект — возбуждение остова в процессе одноэлектронного туннелирования. Подобный неупругий туннельный эффект получен в [20] в рамках приближения Карлсона [31], рассматривавшего однофотонную двухэлектронную ионизацию гелия. Поскольку изменение самосогласованного поля во внешней оболочке не учитывается, возбужденные состояния остаточного иона являются иными компонентами тонкой структуры того же мультиплета, к которому принадлежит и основное состояние остаточного иона. Согласие теории и эксперимента [18, 24] показывает, что данное приближение для рассматриваемой

задачи является вполне удовлетворительным.

Оба многочастичных эффекта (коллективное и неупругое туннелирование) можно описать в виде одной формулы, приведенной в работе [18] для циркулярно-поляризованного излучения. Для линейно-поляризованного излучения скорость неупругого коллективного туннелирования  $N$  эквивалентных электронов из оболочки нейтрального атома либо положительного иона дается следующим выражением:

$$W_{\kappa l \{m\}}^{(N, \text{lin})} = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{M! (l + \frac{1}{2})^N}{2^M N^{M+7/2}} C_{\kappa l}^{2N} Q^2 \kappa^{3N-1} \times \left( \frac{2F_a}{F} \right)^{2(\frac{Z}{\kappa}-1)N-M+\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{2NF_a}{3F}\right) \prod_{j=1}^N \frac{(l+m_j)!}{m_j! (l-m_j)!} \quad (1)$$

Здесь индекс  $\{m\}$  означает совокупность проекций орбитальных моментов испускаемых электронов  $(m_1, m_2, \dots, m_N)$ , так что

$$M = \sum_{j=1}^N |m_j|;$$

$l$  — орбитальное квантовое число электрона;

$$\kappa = \sqrt{\frac{2E^{(N)}}{N}}; \quad E^{(N)} = \sum_{j=1}^N E_j; \quad E_j = E_j^{(0)} - \Delta_j;$$

$E_j^{(0)}$  —  $j$ -й потенциал ионизации исходного атома (или иона);  $\Delta_j$  — энергия возбуждения остова;  $F_a = \kappa^3$  — характерная напряженность внутриатомного поля;  $F$  — амплитуда напряженности электрического поля лазерной волны;  $Z$  — заряд остаточного иона;  $Q$  — интеграл перекрытия между волновыми функциями остаточного иона в начальном и конечном состоянии, вычисленный в работе [26].

Константа  $C_{\kappa l}$  в (1) определяется асимптотическим поведением одноэлектронной волновой функции свободного атома (или иона) при  $r \gg 1$

$$\psi(\mathbf{r}) \approx C_{\kappa l} \kappa^{3/2} (\kappa r)^{N(\frac{Z}{\kappa}-1)} e^{-\kappa r} Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}).$$

Условиями применимости формулы (1) являются малость квадрата  $N$ -частичного параметра Келдыша

$$\gamma^2 = \frac{\omega^2}{F^2} \frac{2E^{(N)}}{N} \ll 1, \quad (2)$$

где  $\omega$  — частота излучения, и малость напряженности внешнего поля по сравнению с внутриатомным:

$$F \ll F_a. \quad (3)$$

Выполнение условия (2) обеспечивает туннельный режим ионизации, при котором скорость ионизации не зависит от частоты излучения. Условие (3) позволяет не учитывать влияние светового поля на связанный электрон, что используется при выводе формулы (1). Заметим, что для высоковозбужденных (ридберговских) состояний, характеризующихся большой величиной  $v$ , условие (3) можно заменить более строгим вследствие включения надбарьерного режима ионизации (более подробное обсуждение см. в работе [21]). Состояния родительского и остаточного ионов входят в (1) через параметры  $\kappa$  и  $Q$ .

В работе [27] обсуждалась роль магнитного квантового числа  $m$  в образовании многозарядных ионов. Согласно данным этой работы, на переднем фронте лазерного импульса ионизуются электроны с нулевой проекцией полного момента на направление электрического поля линейно поляризованного лазерного излучения. Электроны, для которых  $|m| > 0$ , ионизируются при большей интенсивности излучения. В результате возникает специфическое угловое распределение фотоэлектронов. Однако экспериментальные данные, приведенные в работе [28], указывают на то, что при последовательной ионизации происходит быстрая  $m$ -релаксация оставшихся электронов в ионном остове.

Быстрая релаксация, наблюдавшаяся в [28], может быть обусловлена электростатическим взаимодействием электронов из рассматриваемой оболочки, приводящим к формированию общего орбитального момента оболочки  $L$  (в схеме  $LS$ -связи). Для оценки ее скорости воспользуемся квантовым соотношением неопределенности “энергия—время”. Полагая расстояние между ионными уровнями  $\sim 1$  eV (см. [32]), получим для времени  $m$ -релаксации оценку:  $\tau_{relax} \simeq 6 \times 10^{-16}$  с, что существенно короче как экспериментально использовавшихся в [28] лазерных импульсов,  $\sim 40$  фс, так и импульсов, рассматриваемых в данной работе.

Предположение о быстрой  $m$ -релаксации фактически содержится в формуле (1), поскольку наличие интегралов перекрытия в (1) предполагает формирование  $LS$ -состояний за времена, значительно более короткие, чем обратная вероятность туннельного эффекта.

## 2. КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

В настоящей работе туннельное образование МЗИ рассматривается как многоканальный каскадный процесс. Он включает в себя и одноэлектронные, и коллективные туннельные каскадные переходы, которые могут сопровождаться возбуждением ионного остова. Существенно, что число каскадных каналов стремительно нарастает с увеличением кратности ионизации. Помимо того, испускаемые электроны могут иметь различные проекции орбитального момента  $m$ , что в свою очередь приводит к дальнейшему ветвлению каскадного процесса.

Многokратная ионизация нейтральных атомов в туннельном режиме под действием лазерного импульса описывается системой кинетических уравнений для заселенностей различных ионных состояний  $C_f$  [18]:

$$\frac{dC_f}{dt} = \sum_{f'=0}^{f-1} W_{f' \rightarrow f} C_{f'} - \sum_{f'=f+1}^{f_{\text{tot}}} W_{f \rightarrow f'} C_f; \quad (4)$$

$$f = 0, 1, \dots, f_{\text{tot}};$$

$$C_0(-\infty) = 1, \quad C_1(-\infty) = \dots = C_{f_{\text{tot}}}(-\infty) = 0. \quad (5)$$

Индексы  $f$ ,  $f'$  в уравнениях (4) нумеруют ионные состояния с зарядами  $Z$  и  $Z'$  соответственно, в том числе и возбужденные состояния ионов, которые как раз и соответствуют неупругому туннельному эффекту;  $f_{\text{tot}}$  — число задействованных ионных состояний.  $W_{f' \rightarrow f}$  — скорость туннельного перехода из состояния  $|f'\rangle$  в состояние  $|f\rangle$ , получаемая из формулы (1) заменой напряженности монохроматического поля  $F$  на огибающую импульса  $F(t)$ . Первое слагаемое в уравнениях (4) соответствует увеличению заселенности состояния  $|f\rangle$  с зарядом  $Z$  за счет ионизации ионов меньшей кратности  $Z'$ , и поэтому первая сумма по  $f'$  распространяется лишь на состояния с  $Z' < Z$ . Второе слагаемое в (4) соответствует уменьшению заселенности состояния  $|f\rangle$  за счет его дальнейшей ионизации, и поэтому вторая сумма по  $f'$  содержит только состояния с  $Z' > Z$ . Уравнения (4) не учитывают рекомбинацию вследствие уширения волнового пакета фотоэлектронов при движении в лазерном поле.

Кинетические коэффициенты  $W_{f' \rightarrow f}$  даются выражениями (1) с заменой в них амплитуды монохроматического поля  $F$  на огибающую импульса  $F(t)$ , которая в настоящей работе выбирается в виде

$$F(t) = F_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2} \ln 2\right).$$

Здесь  $F_0$  — максимальная напряженность внутри импульса;  $\tau$  — время уменьшения напряженности в 2 раза.

В дальнейшем нас будет интересовать ионизация электронов с орбитальным квантовым числом  $l$  при лазерной интенсивности выше  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Полная ионизация внешних оболочек нейтральных атомов происходит в диапазоне  $10^{14}$ — $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> [18, 19]. Поэтому перед фронтом импульса все атомы можно считать ионизованными до терма с замкнутой оболочкой  $l^{2(2l+1)}$ . Таким образом, под  $f = 0$  здесь следует понимать состояние  $|l^{2(2l+1)}\rangle$ . Величину  $C_f$  следует рассматривать как отношение концентрации ионов  $n_f$  в состоянии  $|f\rangle$  к концентрации нейтральных атомов  $n_{\text{tot}}$  в газовой мишени, или  $n_0 = n_{\text{tot}}$  перед фронтом импульса:

$$C_f(t) = n_f(t) / n_0(-\infty); \quad \sum_{f=0}^{f_{\text{tot}}} n_f(t) = n_0(-\infty).$$

Начальные условия (5) формулируются для момента времени, предшествующего приходу лазерного импульса. Поэтому в аргументах  $C_f$  формально присутствует  $-\infty$ . Входными параметрами задачи являются параметры ионных оболочек (см., например, [32]) и лазерного импульса. Результатом интегрирования уравнений (4) является набор значений  $C_f(+\infty)$ , определяющих заселенность каждого состояния МЗИ по завершении лазерного импульса как функцию длительности импульса  $\tau$  и его максимальной интенсивности  $I_0$ :  $C_f(+\infty) = C_f(\tau, I_0)$ .

## 3. ВЫХОД ИОНОВ В ГАУССОВОМ ПУЧКЕ

Значения заселенностей, получаемые в результате решения системы кинетических уравнений (4), соответствуют пространственно однородному лазерному пучку с бесконечно большим диаметром фокальной области.

Рассмотрим сфокусированный лазерный луч с гауссовым распределением пиковой интенсивности по сечению

$$I(\mathbf{r}) = I_b(z) \exp\left[\frac{1}{2} - \frac{2r^2}{r_b^2(z)}\right], \quad (6)$$

где

$$r_b(z) = r_0 \left[ 1 + (z/z_0)^2 \right]^{1/2};$$

$$I_b(z) = I_a \left[ 1 + (z/z_0)^2 \right]^{-1},$$

$r_0$  — радиус перетяжки пучка,  $I_a$  — пиковая интенсивность на оси пучка в точке перетяжки (абсолютная интенсивность),  $z_0$  — параметр Рэлея, даваемый соотношением  $z_0 = \pi r_0^2 / \lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения. Если проинтегрировать заселенность  $C_f(\tau, I(\mathbf{r}))$  по объему пучка, получим интегральный выход ионов:

$$P_f(\tau, I_a) = n_{\text{tot}} \int C_f(\tau, I(\mathbf{r})) d^3r =$$

$$= \frac{n_{\text{tot}}}{\lambda} (\pi r_0^2)^2 \int_0^\infty d\zeta (1 + \zeta^2) \int_0^{I_a/(1+\zeta^2)} C_f(\tau, I') \frac{dI'}{I'}, \quad (7)$$

где  $\zeta = z/z_0$ . Величина (7) имеет смысл абсолютного количества ионов в состоянии  $|f\rangle$  внутри фокального объема.

Введем также выход ионов  $P(A^{X+})$ , имеющих заряд  $X$  во всех возможных состояниях внешней  $l$ -оболочки  $|f_1(X)\rangle, |f_2(X)\rangle, \dots, |f_{\text{max}}(X)\rangle$ :

$$P(A^{X+}) = \sum_{f=f_1(X)}^{f_{\text{max}}(X)} P_f. \quad (8)$$

#### 4. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В настоящее время среди инертных атомов с известными параметрами оболочек [32] экспериментальные данные по образованию МЗИ с кратностью выше 8 лазерным излучением имеются лишь для  $\text{Ar}^{9+}$ ,  $\text{Ar}^{11+}$ ,  $\text{Ar}^{12+}$  и  $\text{Ar}^{13+}$  [3]. Авторами работы [3] использовался титан-сапфировый лазер с центральной длиной волны 800 нм, пиковой интенсивностью  $2.6 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью импульса  $\tau = 25$  фс. Как показано в работах [25, 26] на примере  $\text{Rb}^{9+} \dots \text{Rb}^{11+}$ , при таких параметрах излучения коллективный туннельный эффект не проявляется. Поэтому для сравнения теории с экспериментом мы ограничились одноэлектронным неупругим туннельным эффектом (в выражении (1)  $N = 1$ ). Результаты расчетов с использованием (7), (8) представлены на рис. 1.

Как видно, результаты расчетов в рамках многочастичной модели туннельного эффекта хорошо согласуются с экспериментальными данными. Результаты, получаемые в рамках модели АДК, согласуются с экспериментом

существенно хуже и зависят от кратности не-монотонно.

Отметим следующий факт: для интерпретации экспериментальных результатов авторы [3] были вынуждены уменьшить интенсивность, используемую в модели АДК, в 2 раза. При использовании модели неупругого туннельного эффекта изменение интенсивности не требуется, как в рассматриваемом случае, либо такое изменение будет существенно меньшим (в работе [19] не более 5 %).

Превышение выхода ионов  $\text{Ar}^{12+}$  над  $\text{Ar}^{11+}$  при использовании модели АДК обусловлено двукратным различием максимальных значений их заселенности при одинаковых объемах, занимаемых этими ионами внутри фокальной области. Причиной такого неравномерного заселения зарядовых состояний в модели АДК является структура электронных спектров данных ионов. На рис. 2 показана разность между первыми потенциалами ионизации соседних невозбужденных ионов ( $\text{Ar}^{X+}$  и  $\text{Ar}^{(X-1)+}$  — см. [32]). Эта разность монотонно нарастает с увеличением кратности ионизации. Исключение составляет ион  $\text{Ar}^{11+}$ . При такой кратности

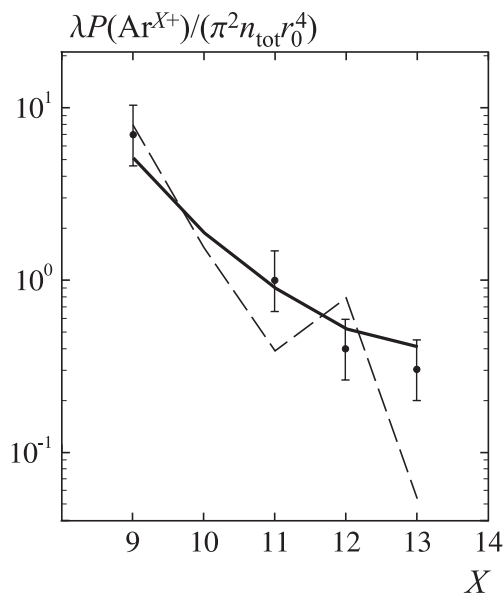


Рис. 1. Выход ионов  $\text{Ar}^{9+} \dots \text{Ar}^{13+}$ , проинтегрированный по фокальному объему, как функция заряда иона. Абсолютная интенсивность излучения  $2.6 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Экспериментальные результаты взяты из [3]. В эксперименте за единицу принят выход ионов  $\text{Ar}^{11+}$ . Сплошная линия соответствует модели одноэлектронного неупругого туннельного эффекта; штриховая — модели АДК. Результаты расчета уменьшены в 1.14 раз.

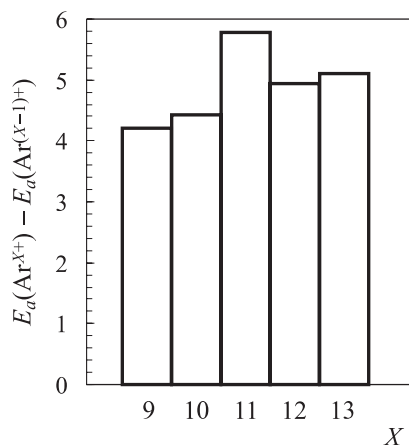


Рис. 2. Разность между потенциалами ионизации соседних ионов  $\text{Ar}^{X+}$  ( $X = 8, \dots, 13$ ).

зависимость, представленная на рис. 1, достигает заметного максимума, что обусловлено существенным различием в структуре оболочек, заполненных более и менее, чем наполовину. В результате появляется уменьшение кулоновского предэкспоненциального множителя в выражении (1) для ионов  $\text{Ar}^{11+}$  в 1.5 раза по сравнению с ионом  $\text{Ar}^{10+}$ . Таким образом, заселенность  $\text{Ar}^{11+}$ , найденная в модели АДК, оказывается обедненной. Следствием данного факта является физически не вполне ясное превышение выхода ионов более высокой кратности над более низкой кратностью. Такие аномалии представлены, например, в работах [3—5, 7]. Учет неупругих каналов устраняет подобные аномалии, поскольку в результате максимальные значения заселенности становятся приблизительно одинаковыми, а выход МЗИ в гауссовом пучке начинает монотонно убывать с ростом заряда ионов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты вычислений, приведенные в данной работе, а также в работах [18, 19], подтвержденные экспериментальными результатами [3, 23, 24], показывают, что основным механизмом, определяющим отличие многочастичной и одночастичной моделей образования многозарядных ионов в лазерном поле, является неупругий туннельный эффект, существенный для всех реальных интенсивностей лазерного излучения, приводящих к образованию ионов с кратностью 2 и выше. Продемонстрировано качественное различие между результатами, полученными в рамках одночастичной и многочастичной моделей.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Chowdhury E. A. “Nonrelativistic” ionization of the  $L$ -shell states in argon by a “relativistic”  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> laser field / E. A. Chowdhury, C. P. J. Barty, B. C. Walker // Phys. Rev. A. — 2001. — V. 63. — P. 042712(6).
2. Dammasch M. Relativistic laser-field-drift suppression of nonsequential multiple ionization / M. Dammasch, M. Dörr, U. Eichmann e.a. // Phys. Rev. A. — 2001. — V. 64. — P. 061402(4).
3. Yamakawa K. Ionization of many-electron atoms by ultrafast laser pulses with peak intensities greater than  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> K. Yamakawa, Y. Akahane, Y. Fukuda e.a. // Phys. Rev. A. — 2003. — V. 68. — P. 065403(4).
4. Yamakawa K. Many-Electron Dynamics of a Xe Atom in Strong and Superstrong Laser Fields / K. Yamakawa, Y. Akahane, Y. Fukuda e.a. // Phys. Rev. Lett. — 2004. — V. 92. — P. 123001(4).
5. Gubbini E. Strong laser field ionization of Kr: first-order relativistic effects defeat rescattering / E. Gubbini, U. Eichmann, M. P. Kalashnikov, W. Sandner // J. Phys. B. — 2005. — V. 38. — P. L87—L94.
6. Palaniyappan S. Multielectron ultrastrong laser field ionization of  $\text{Ar}^{n+}$ ,  $\text{Kr}^{m+}$  and  $\text{Xe}^{l+}$  ( $n \leq 9$ ,  $m \leq 9$ ,  $l \leq 12$ ) at intensities from  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> to  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> / S. Palaniyappan, A. DiChiara, I. Ghebregziabher e.a. // J. Phys. B. — 2006. — V. 39. — P. S357—S370.
7. Gubbini E. Multiple ionization of Kr in an intense circularly polarized laser field / E. Gubbini, U. Eichmann, M. P. Kalashnikov, W. Sandner // J. Phys. B. — 2005. — V. 39. — P. S381—L388.
8. DiChiara A. D. Relativistic MeV Photoelectrons from the Single Atom Response of Argon to a  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> Laser Field / A. D. DiChiara, I. Ghebregziabher, R. Sauer e.a. // Phys. Rev. Lett. — 2008. — V. 101. — P. 173002(4).
9. Ландау Л. Д. Теоретическая физика: в 10-ти т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М.: Физматлит, 2000. — Т. 2: Теория поля. — М.: Физматлит, 2000. — 512 с.
10. Кучиев М. Ю. Атомная антенна / М. Ю. Кучиев // Письма в ЖЭТФ. — 1987. — Т. 45. — С. 319—321.
11. Corkum P. B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization / P. B. Corkum // Phys. Rev. Lett. — 1993. — V. 71. — P. 1994—1997.
12. Келдыш Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л. В. Келдыш // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47. — С. 1945—1957.
13. Смирнов Б. М. Разрушение атомных частиц электрическим полем и электронным ударом / Б. М. Смирнов, М. И. Чибисов // ЖЭТФ. — 1965. — Т. 49. — С. 841—856.
14. Переломов А. М. Ионизация атомов в переменном электрическом поле / А. М. Переломов,

- В. С. Попов, М. В. Терентьев // ЖЭТФ. — 1966. — Т. 50. — С. 1393—1409.
15. Аммосов М. В. Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле / М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов // ЖЭТФ. — 1986. — Т. 91. — С. 2008—2013.
16. Milosevic N. Relativistic theory of tunnel ionization / N. Milosevic, V. P. Krainov, T. Brabec // J. Phys. B. — 2002. — V. 35. — P. 3515—3530.
17. Попов В. С. Релятивистская теория туннельной и многофотонной ионизации атомов в сильном лазерном поле / В. С. Попов, Б. М. Карнаков, В. Д. Мур, С. Г. Поздняков // ЖЭТФ. — 2006. — Т. 129. — С. 871—887.
18. Kornev A. S. Kinetics of multiple ionization of rare-gas atoms in a circularly polarized laser field / A. S. Kornev, E. B. Tulenko, B. A. Zon // Phys. Rev. A. — 2003. — V. 68. — P. 043414(9).
19. Kornev A. S. Ne<sup>+</sup> and Ne<sup>2+</sup> ion formation in circularly polarized laser fields: Comparison between theory and experiment / A. S. Kornev, E. B. Tulenko, B. A. Zon // Phys. Rev. A. — 2004. — V. 69. — P. 065401(2).
20. Зон Б. А. Туннельная ионизация атомов с возбуждением остова / Б. А. Зон // ЖЭТФ. — 2000. — Т. 118. — С. 1041—1047.
21. Зон Б. А. Многоэлектронный туннельный эффект в атомах / Б. А. Зон // ЖЭТФ. — 1999. — Т. 116. — С. 410—417.
22. Eichmann U. Collective Multielectron Tunneling Ionization in Strong Fields / U. Eichmann, M. Dörr, M. Maeda e.a. // Phys. Rev. Lett. — 2000. — V. 84. — P. 3550—3553.
23. Fittinghoff D. N. Polarization dependence of tunneling ionization of helium and neon by 120-fs pulses at 614 nm / D. N. Fittinghoff, P. R. Bolton, B. Chang, and K. C. Kulander // Phys. Rev. A. — 1994. — V. 49. — P. R2174—R2177.
24. Bryan W. A. Atomic excitation during collision-free ultrafast multi-electron tunnel ionization / W. A. Bryan, S. L. Stebbings, J. McKenna e.a. // Nature Phys. — 2006. — V. 2. — P. 379—383.
25. Kornev A. S. Many-body effects in multiply charged ion formation in a superstrong laser field / A. S. Kornev, E. B. Tulenko, B. A. Zon // Phys. Rev. A. — 2009. — V. 79. — P. 063405(8).
26. Зон Б. А. Многочастичные эффекты при образовании многозарядных ионов в сильном лазерном поле / Б. А. Зон, А. С. Корнев, Е. Б. Туленко // ЖЭТФ. — 2010. — Т. 118. — С. 1043—1059.
27. Taïeb R. Photoelectron Spectra from Multiple Ionization of Atoms in Ultra-Intense Laser Pulses / R. Taïeb, V. Vénier, A. Maquet // Phys. Rev. Lett. — 2001. — V. 87. — P. 053002(4).
28. Gubbini E. Core Relaxation in Atomic Ultra Strong Laser Field Ionization / E. Gubbini, U. Eichmann, M. P. Kalashnikov, W. Sandner // Phys. Rev. Lett. — 2005. — V. 94. — P. 053602(4).
29. Jungen Ch. Molecular Applications of Quantum Defect Theory, Institute of Physics, Bristol (1996).
30. Chernov V. E. Method of the reduced-added Green function in the calculation of atomic polarizabilities / V. E. Chernov, D. L. Dorofeev, I. Yu. Kretinin, B. A. Zon // Phys. Rev. A. — 2005. — V. 71. — P. 022505(11).
31. Carlson T. A. Double Electron Ejection Resulting from Photo-Ionization in the Outermost Shell of He, Ne, and Ar, and Its Relationship to Electron Correlation / T. A. Carlson // Phys. Rev. — 1967. — V. 156. — P. 142—149.
32. Ralchenko Yu. NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5) / Yu. Ralchenko, A. E. Kramida, J. Reader e.a. — National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2008. — <http://physics.nist.gov/asd3>

Корнев Алексей Станиславович — д-р физ.-мат. наук, доцент, доцент кафедры теоретической физики ВГУ

E-mail: a-kornev@yandex.ru

Тел.: (473)220-87-56

Туленко Елена Борисовна — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры математической физики ВГУ

E-mail: tulenko@mail.ru

Тел.: (473)220-87-48

Kornev Aleksei Stanislavovich — Doctor in Physics and Mathematics, Associate Professor, Associate Professor of the Chair of Theoretical Physics, Voronezh State University.

E-mail: a-kornev@yandex.ru

Tel.: (473)220-87-56

Tulenko Elena Borisovna — Candidate in Physics and Mathematics, Associate Professor of the Chair of Mathematical Physics, Voronezh State University

E-mail: tulenko@mail.ru

Tel.: (473)220-87-48