

ВОЗБУЖДЕНИЕ ДУБЛЕТНЫХ ТЕРМОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. С. Корнев, И. М. Семилетов

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 01.03.2015 г.

Аннотация: теория Келдыша для малопериодного лазерного импульса, дополненная теорией неупругого туннельного эффекта и учетом штарковского сдвига атомных уровней энергии, использована для интерпретации результатов численного эксперимента по ионизации атомов Ne и Xe с возбуждением дублетного термина. Дополнительный учет перерассеяния фотоэлектрона позволяет приблизить результаты авторов к результатам численного эксперимента. Обсуждаются возможные причины остающихся расхождений.

Ключевые слова: лазерное излучение, туннельная ионизация, перерассеяние, возбуждение мультиплета.

EXCITATION OF DOUBLET TERMS IN IONIZATION OF NOBLE GAS ATOMS BY SHORT LASER PULSE

A. S. Kornev, I. M. Semiletov

Abstract: combining the Keldysh theory for few cycle laser pulse with the theory of the inelastic tunnel effect and taking into account the Stark shift of atomic level energies agrees is used for interpretation the results obtained with numerical simulations in for the ionization of the Ne and Xe atoms accompanied by the excitation od the ionic doublet term. Additional account for the photoelectron recollisions allows us to approach the authors' results to those obtained with the *ab initio* simulations. The possible causes of remaining disagreement are discussed.

Keywords: laser radiation, tunneling ionization, rescattering, multiplet excitation.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время активно изучаются различные физические явления, происходящие в поле ультракороткого лазерного импульса (см., напр., обзор [1], содержащий обширный список литературы). Особенности туннельного эффекта в атомах в поле малопериодного лазерного импульса исследовались в [2], где была обнаружена многоканальная когерентность между основным и возбужденными состояниями иона. Описание данного явления в работах [3], [4], [5] основано на численном решении временного уравнения Шредингера. Наиболее полные расчеты были сделаны в работе [6] для случая ионизации неона и ксенона, когда ионы могут образовываться в двух состояниях: основном и возбужденном. В работе [7] численные результаты, полученные в [6] для неона, были хорошо воспроизведены в рамках теории Келдыша, обобщенной на малопериодный лазерный импульс и дополненной моделью неупругого туннельного эффекта, разработанной ранее [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14]. Термин «неупругое туннелирование» используется для такого процесса ионизации, когда образованный ион

оказывается не в основном, а в возбужденном состоянии. Этот механизм объясняет большое количество экспериментов по образованию многозарядных ионов [15], [16], [17].

Тем не менее, для более тяжелого атома ксенона расхождения между аналитической теорией [7] и численным экспериментом [6] оставались. Поэтому в недавней работе авторов [18] был учтен эффект Штарка, вызванный коротким лазерным импульсом. Это позволило частично приблизить результаты авторов к численному эксперименту. Целью работы является развитие исследований, проведенных в [18], учетом влияния перерасеяния фотоэлектрона на возбуждение дублетных термов конфигурации p^5 , поскольку перерасеяние ответственно за многие эффекты в сильном лазерном поле [19], [20], [21], [22], [23], [24], [25].

В разделе 1 изложена теория Келдыша, модифицированная на случай короткого импульса. В разделе 2 описан учет эффекта Штарка в коротком прямоугольном лазерном импульсе. В разделе 3 даны основные формулы теории неупругого туннельного эффекта. Раздел 4 посвящен учету перерасеяния фотоэлектрона. Раздел 5 содержит кинетические уравнения. В разделе 6 обсуждаются результаты расчетов.

1. МОДИФИЦИРОВАННАЯ ТЕОРИЯ КЕЛДЫША ДЛЯ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Основные идеи модифицированной теории Келдыша, предложенной в работе [7], излагаются ниже. Ионизация атома ультракоротким лазерным импульсом также исследовалась в работе [27] методом мнимого времени.

Вероятность туннельного испускания электрона в единицу времени из потенциала с кулоновской асимптотикой в постоянном электрическом поле F дается формулой Смирнова–Чибисова:

$$W_{\nu lm}^{(S-Ch)}(F) = \frac{\hbar Z^2}{a^2 m_e \nu^2} C_{\nu l}^2 \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|+1}|m|!(l-|m|)!} \times \left(\frac{2F_a}{F}\right)^{2\nu-|m|-1} \exp\left(-\frac{2F_a}{3F}\right). \quad (1)$$

Здесь a — боровский радиус, m_e — масса электрона, l и m — соответственно орбитальное магнитное квантовые числа туннелирующего электрона, Z — заряд остаточного иона. Эффективное квантовое число ν связано с потенциалом ионизации E_i соотношением

$$E_i = \frac{Z^2 e^2}{2\nu^2 a},$$

где e — элементарный заряд. Безразмерная константа $C_{\nu l}$ определяется асимптотическим поведением волновой функции валентного электрона в отсутствие внешних полей:

$$\Psi(\mathbf{r}) \approx C_{\nu l} q^{3/2} (qr)^{\nu-1} e^{-qr} Y_{lm}(\mathbf{r}/r),$$

где $q = Z/(a\nu)$. Константа $C_{\nu l}$ определяется взаимодействием валентного электрона с ядром и всеми электронами остова. Параметр $F_a = e/(a^2\nu^3)$ может рассматриваться как напряженность электрического поля на расстоянии боровского радиуса от ядра.

В переменном поле режим ионизации будет туннельным в случае малого значения параметра Келдыша

$$\gamma^2 = 2m_e E_i \omega^2 / (e\tilde{F})^2 \ll 1. \quad (2)$$

Здесь ω — частота лазерного излучения, \tilde{F} — амплитуда напряженности электрического поля

$$F(t) = \tilde{F} \sin \omega t. \quad (3)$$

Замена в (1) F на $F(t)$ и усреднение по периоду $T = 2\pi/\omega$ приводит к теории Келдыша [29], [30], [31], [32]. Замена $F \rightarrow F(t)$ предполагает линейную поляризацию лазерного импульса и большую величину периода излучения T по сравнению с временем прохождения

подбарьерного пути $L_b \sim E_i/\tilde{F}$ электроном с классической скоростью $v_b = \sqrt{2E_i/m_e}$,

$$T \gg T_b \sim L_b/v_b. \quad (4)$$

Малость параметра Келдыша (2) не противоречит условию (4).

Очевидно, что при условии (4) с заменой в формуле Смирнова–Чибисова (1) $F \rightarrow F_{\text{pulse}}(t)$, где $F_{\text{pulse}}(t)$ — электрическое поле малопериодного импульса, мы получаем без усреднения по периоду скорость туннельного эффекта в поле такого импульса:

$$W_{\nu l m}(\tilde{F}, t) = \frac{\hbar Z^2}{a^2 m_e \nu^2} C_{\nu l}^2 \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|+1}|m|!(l-|m|)!} \times \left(\frac{2F_a}{|F_{\text{pulse}}(t)|} \right)^{2\nu-|m|-1} \exp\left(-\frac{2F_a}{3|F_{\text{pulse}}(t)|}\right). \quad (5)$$

Выражение (5) необходимо умножить на квадраты модулей интегралов перекрытия между волновыми функциями остова нейтрального атома и образовавшегося иона, в соответствии с концепцией орбитали Дайсона (подробности см. в [9], [33]). Данные интегралы перекрытия, наряду с константой $C_{\nu l}$, учитывают многочастичные эффекты.

Приведенные здесь формулы могут быть модифицированы для околобарьерного и надбарьерного режима ионизации [34].

2. УЧЕТ ЭФФЕКТА ШТАРКА

Важность эффекта Штарка в лазерном поле в процессе туннельной ионизации атомов продемонстрирована авторами в работе [18]. Для учета штарковского сдвига потенциала ионизации в выражении (8) производится замена

$$E_i \rightarrow E_i + \frac{1}{2}\alpha f_2(t)\tilde{F}^2 + \frac{1}{24}\gamma f_4(t)\tilde{F}^4, \quad (6)$$

Здесь α — поляризуемость, γ — гиперполяризуемость нейтрального атома. Эти величины, вообще говоря, должны вычисляться для заданной частоты лазерного излучения ω (динамические поляризуемость и гиперполяризуемость). Если $\hbar\omega$ много меньше разности энергий между дипольно-связанными основным и первым возбужденным уровнями атома, то можно использовать значения α и γ , найденные для частоты $\omega = 0$ (статические поляризуемость и гиперполяризуемость). Также следует учитывать и штарковский сдвиг в образованных ионах. Но, как известно, величина поляризуемостей в ионах много меньше, чем в нейтральных атомах, и сдвигом энергии в ионе можно пренебречь.

Функции $f_2(t)$ и $f_4(t)$ определяются огибающей лазерного импульса и несущей частотой ω . В частности, в постоянном поле

$$f_2(t) = f_4(t) = 1.$$

В поле лазерного импульса эти функции отражают динамику установления штарковского сдвига, усредненного по периоду поля. В частности, для прямоугольного импульса (3),

$$f_2(t) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega t} \right], \quad f_4(t) = \frac{3}{8} \left[1 - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega t} \left(1 + \frac{2}{3} \sin^2 \omega t \right) \right]. \quad (7)$$

Формулы (7) выведены в работе [18]. В пределе монохроматического поля $f_2(\infty) = \frac{1}{2}$, $f_4(\infty) = \frac{3}{8}$, и (6) принимает вид эффекта Штарка, усредненного по периоду.

Статические значения α и γ для атомов неона и ксенона даны в табл. 1. Нам неизвестны значения поляризуемости высших порядков, поэтому они не учитываются в (6). Как можно видеть из табл. 1, значения поляризуемости и гиперполяризуемости для атомов неона и ксенона различаются более, чем на порядок.

Таблица 1. Значения атомных параметров. α и γ — соответственно поляризуемость и гиперполяризуемость.

Atom	$C_{1\nu}$ [35]	E_i (эВ)	$\Delta_{3/2,1/2}$ (эВ)	α (a.e.) [35]	γ (a.e.) [36]
Ne	1.30	21.565	0.0968	2.68	119
Xe	2.6	12.130	1.3064	27.08	6888

3. НЕУПРУГИЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ

Как показано авторами в работе [18], одной из причин появления ионов в возбужденном мультиплетном состоянии является специфический многочастичный эффект, происходящий в процессе туннелирования. В частности, ион атома благородного газа с конфигурацией p^5 может быть обнаружен как в основном состоянии $^2P_{3/2}$, так и в возбужденном $^2P_{1/2}$ с величиной тонкого расщепления $\Delta_{3/2,1/2}$. По аналогии с неупругим рассеянием электрона на атоме рассматриваемый механизм может быть назван «неупругим туннелированием». В рамках модели [8], [37] для неупругого туннельного эффекта, для основного и возбужденного состояний необходимо соответственно положить

$$\nu_g = e(2aE_i)^{-1/2}, \quad \nu_{ex} = e[2a(E_i + \Delta_{3/2,1/2})]^{-1/2}. \quad (8)$$

Для нейтральных атомов неона и ксенона значения $C_{\nu 1}$, E_i и $\Delta_{3/2,1/2}$ вместе с поляризуемостями даны в табл. 1. Для ионизации нейтрального атома благородного газа с конфигурацией внешней оболочки $p^6 (J = M = 0)$ с переходом в состояние иона $p^5 (JM)$ скорости ионизации $W_{JM}(\tilde{F}, t)$ даются выражениями:

$$\begin{aligned} W_{3/2,1/2}(\tilde{F}, t) &= \frac{2}{9}W_{\nu_g 10}(\tilde{F}, t) + \frac{1}{9}W_{\nu_g 11}(\tilde{F}, t), \\ W_{3/2,3/2}(\tilde{F}, t) &= \frac{2}{3}W_{\nu_g 11}(\tilde{F}, t), \\ W_{1/2,1/2}(\tilde{F}, t) &= \frac{1}{9}W_{\nu_{ex} 10}(\tilde{F}, t) + \frac{2}{9}W_{\nu_{ex} 11}(\tilde{F}, t). \end{aligned} \quad (9)$$

Состояния с отрицательными значениями проекций угловых моментов дают тот же результат.

4. ПЕРЕРАССЕЯНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОНА

Другой причиной возбуждения ионных мультиплетов является возбуждение образованного иона в результате перерасcеяния — рассеяния фотоэлектрона, ускоренного лазерным полем, на остаточном ионе. Первое упоминание об этом механизме, названном «атомной антенной», имеется в работе [38]. Термин «перерасcеяние» введен в работе [19]. В этой же работе предложен «трехшаговый сценарий» эффектов, вызванных перерасcеянием. На шаге 1 фотоэлектрон туннелирует из атомной оболочки. На шаге 2 этот электрон совершает классическое движение в поле лазерной волны, ускоряется и может возвратиться к остаточному иону. На шаге 3 происходит рассеяние этого электрона на остаточном ионе, которое может сопровождаться различными эффектами: упругим рассеянием, возбуждением иона, выбиванием электрона из остаточного иона — Non-Sequential Double Ionization (NSDI), генерацией высших гармоник по тормозному механизму и т.д. Перерасcеяние проявляется наиболее сильно в линейно поляризованном излучении. В случае циркулярной поляризации влияние эффекта мало.

В работе [20] «трехшаговый сценарий» с классическими траекториями впервые использован в задаче исследования возбуждения иона He^+ через перерасcеяние фотоэлектрона.

Дальнейшее развитие данного метода классических траекторий представлено, например, в работе [21] (см. также ссылки в ней).

В настоящей работе возбуждение дублетного термина $p^5(2P_{1/2})$ исследуется методом, развитым в работе [20]. Скорость туннельной ионизации атома инертного газа вычисляется в соответствии с (5). Поскольку туннелирование электронов с ненулевыми проекциями орбитального момента на направление поляризации Oz затруднено, можно ограничиться исследованием перерасеяния лишь электронов с $m = 0$. Поэтому классические траектории будут располагаться симметрично относительно оси Oz и лежать в ее плоскости.

Уравнения Ньютона для фотоэлектрона в поле (3) имеют вид:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -e^2 \frac{z}{r^3} - e\tilde{F} \sin \omega t, \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -e^2 \frac{x}{r^3}, \quad (10)$$

где $r = (x^2 + z^2)^{1/2}$, и решается численно.

Обратим внимание на начальные условия к уравнениям (10) в момент выхода электрона из-под барьера t_0 . Начальные значения координат совпадают с точкой выхода электрона из-под барьера в момент времени t_0 . Туннелирующий электрон может иметь ненулевые значения импульса $\mathbf{p}_\perp = m_e \mathbf{v}_\perp$ в направлении, перпендикулярном вектору поляризации излучения. Учет такого распределения по импульсам в рамках «трехшагового сценария» требует введения в формулу (5) дополнительного множителя

$$\frac{F_a}{\pi F} \left(\frac{m_e a v}{\hbar Z} \right)^2 \exp \left[-\frac{F_a}{F} \left(\frac{m_e a v}{\hbar Z} v_\perp \right)^2 \right],$$

который обращается в единицу после интегрирования по d^2v_\perp . Поэтому начальными значениями скорости будут

$$v_z(t_0) = 0, \quad v_x(t_0) = v_\perp.$$

Таким образом, после туннелирования возникает семейство классических траекторий, которые при заданных параметрах излучения определяются временем испускания электрона t_0 и перпендикулярной вектору поляризации начальной скоростью \mathbf{v}_\perp . Структура этих траекторий детально исследована в работе [20].

Фотоэлектроны, ускоренные лазерным полем, перед перерасеянием создают ток с плотностью, аксиально симметричной относительно вектора поляризации и неравномерной по сечению. В момент времени t ее осевая составляющая, соответствующая электронам с энергией E , имеет вид:

$$j_z(E, \rho, t) = - \int_{-\infty}^t dt_0 \int_0^\infty v_\perp dv_\perp G(E, \rho; v_\perp; t, t_0) W_k(t_0) P(t_0). \quad (11)$$

Здесь ρ — прицельный параметр, $W_k(t_0)$ — скорость туннелирования, даваемая выражением (5) в момент времени t_0 , из основного состояния нейтрального инертного атома в k -е состояние иона, определяемое полным моментом $J = 3/2, 1/2$ и его проекцией M , $P(t_0)$ — заселенность основного состояния нейтрального атома. Функция $G(E, \rho; v_\perp; t, t_0)$ определяется всеми возможными задействованными классическими траекториями, приводящими к перерасеянию. Алгоритм ее численного расчета достаточно громоздок и здесь не приводится.

Частота перехода иона из основного состояния $2P_{3/2}$ в первое возбужденное $2P_{1/2}$ в единицу времени определяется сечением соответствующего неупругого рассеяния $\sigma(E)$ и плотностью тока (11):

$$A_j(t) = 2\pi \int_0^\infty \rho d\rho \int_0^\infty dE j_z(E, \rho, t) w(E, \rho) D(E). \quad (12)$$

Здесь $D(E)$ — функция распределения перерассеянных электронов по энергии, получаемая численно из анализа классических траекторий. Зная закон движения электрона и сечение неупругого рассеяния $\sigma(E)$, можно рассчитать вероятность взаимодействия электрона с ионом. Очевидно, что эта вероятность будет уменьшаться с ростом прицельного параметра ρ вследствие уменьшения кулоновского поля. Но точная зависимость вероятности от прицельного параметра неизвестна, а ток, создаваемый электронами перед перерассеянием, неоднороден по сечению. Поэтому при выводе (12) использована полуэмпирическая модель рассеяния. Ее суть состоит в эмпирическом подборе функции $w(E, \rho)$, удовлетворяющей условию

$$\sigma(E) = 2\pi \int_0^{\infty} w(E, \rho) \rho d\rho.$$

Сечение неупругого рассеяния $\sigma(E)$ берется в пренебрежении воздействия лазерного поля на ион.

Настоящая работа имеет два важных отличия от [20]. Во-первых, в работе [20] исследовано возбуждение водородоподобного иона He^+ , в то время как здесь исследуется возбуждение тонкой структуры дублета в оболочке p^5 без изменения главных квантовых чисел. Во-вторых, для расчета сечения неупругого рассеяния $\sigma(E)$ в работе [20] использованы эмпирические формулы (см. соответствующие ссылки в [20]). В настоящей же работе сечение $\sigma(E)$ вычисляется методом сильной связи каналов в самосогласованном поле с помощью программы DARC [39]. Эта программа вычисляет силу столкновения $\Omega_{fi}(E)$, связанную с сечением неупругого рассеяния на ионе из состояния i в состояние f соотношением

$$\sigma_{fi}(E) = \frac{\pi}{2J_i + 1} \frac{a^2}{k_i^2} \Omega_{fi}(E),$$

где k_i — волновое число налетающего электрона. Сила столкновения является аналогом силы осциллятора для свободно-свободных переходов. На рис. 1 дается сила столкновения для неупругого рассеяния $e + \text{Xe}^+$, сопровождающегося переходом $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$.

Квантовый учет перерассеяния для исследования спектра фотоэлектронов и генерации высших гармоник развит, например, в работах [22], [23], [24], [25].

5. КИНЕТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ

Зависимость заселенностей состояний нейтрального атома благородного газа P_{600} и его ионов (в основном и возбужденном состоянии) $P_{5J|M|}$ от времени ищется из решения системы кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_{600}(t) &= -[W_{3/2,1/2}(t) + W_{3/2,1/2}(t) + W_{3/2,3/2}(t)] P_{600}(t), \\ \frac{d}{dt} P_{5,3/2,1/2}(t) &= W_{3/2,1/2}(t) P_{600}(t) - \tilde{A}_{3/2,1/2 \rightarrow 1/2,1/2}(t), \\ \frac{d}{dt} P_{5,3/2,3/2}(t) &= W_{3/2,3/2}(t) P_{600}(t) - \tilde{A}_{3/2,3/2 \rightarrow 1/2,1/2}(t), \\ \frac{d}{dt} P_{5,1/2,1/2}(t) &= W_{1/2,1/2}(t) P_{600}(t) + \tilde{A}_{3/2,1/2 \rightarrow 1/2,1/2}(t) + \\ &\quad + \tilde{A}_{3/2,3/2 \rightarrow 1/2,1/2}(t), \\ P_{600}(-\infty) &= 0, \\ P_{5,3/2,1/2}(-\infty) &= P_{5,3/2,3/2}(-\infty) = P_{5,1/2,1/2}(-\infty) = 0. \end{aligned} \tag{13}$$

Кинетические коэффициенты $W_{JM}(t)$ даются выражениями (9). Слагаемые $\tilde{A}_{J_i M_i \rightarrow J_f M_f}(t)$ получаются из (12) с помощью (9). Это интегро-дифференциальные уравнения вследствие

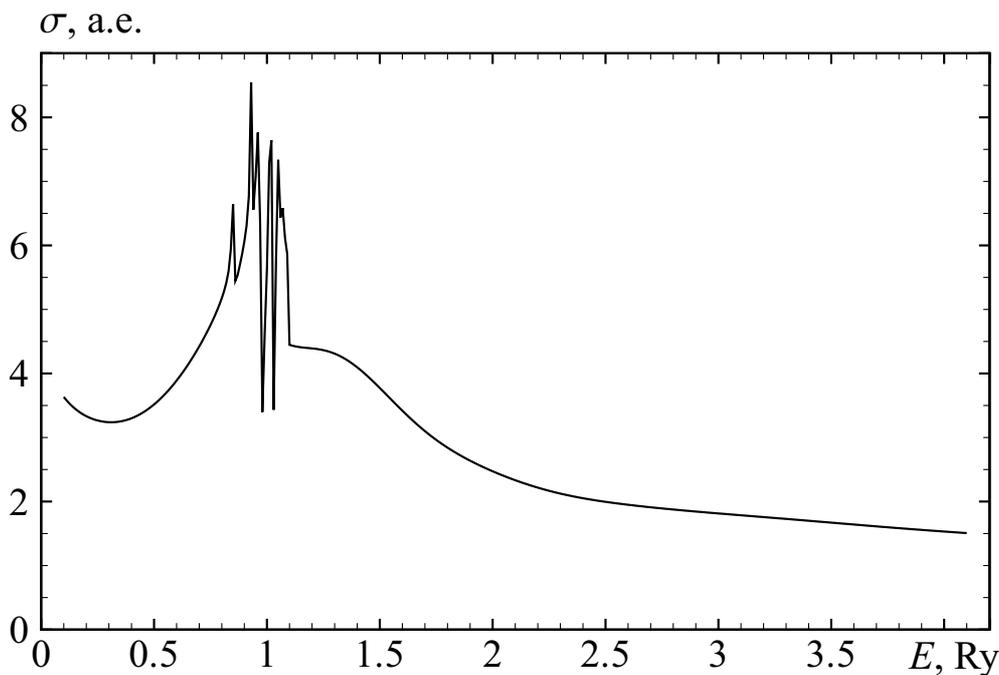


Рис. 1. Зависимость сечения неупругого рассеяния $e \rightarrow \text{Xe}^+$ от энергии налетающего электрона, вычисленная методом сильной связи каналов в самосогласованном поле [38] для возбуждения дублетного термина $p^5(^2P_{3/2}) \rightarrow p^5(^2P_{1/2})$. Здесь $1 \text{ Ry} = 13.606 \text{ эВ}$; $1 \text{ а.е.} = 0.28005 \text{ \AA}^2$

(11), и система не может быть разрешена в квадратурах, в отличие от работы [18]. Здесь используется численное решение.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [20] использованы четыре способа эмпирической параметризации модельной функции столкновения $w(E, \rho)$ в выражении (12).

Модель 1. Модель полужесткой сферы:

$$w(E, \rho) = \exp(-\rho^2/\rho_0^2),$$

где ρ_0 выражается через сечение: $\sigma(E) = \pi\rho_0^2$.

Модели 2–4. Эти модели, в отличие от модели 1, дают правильную асимптотику на больших расстояниях от ядра:

$$w(E, \rho) = \frac{\sigma(E)}{2\pi\mathcal{J}} f_i(\rho/\rho_a)/\rho_a^2.$$

Здесь

$$\mathcal{J} = \int_0^\infty f_i(\xi)\xi d\xi,$$

$\rho_a = v/\tilde{\omega}$ — адиабатический радиус, v — скорость электрона перед перерассеянием, $\tilde{\omega}$ — частота перехода,

$$f_2(\xi) = 1 - \exp[-g(\xi)],$$

$$f_3(\xi) = g(\xi)/[1 + g(\xi)],$$

$$f_4(\xi) = \exp(-2\xi),$$

$$g(\xi) = K_0^2(\xi) + K_1^2(\xi),$$

$K_\mu(\xi)$ — модифицированная функция Бесселя порядка μ .

В работе [20] все перечисленные модели признаны эквивалентными.

Кинетические уравнения (13) решались для прямоугольного четырехпериодного лазерного импульса, как и в численном эксперименте в работе [6]. Длина волны лазерного излучения выбиралась равной 800 нм, что соответствует периоду 2.67 фс. Для импульса такой формы начальные условия к уравнениям (13) формулируются для момента времени $t = 0$. Как и в работах [6], [18], для атома неона значение интенсивности излучения выбиралось равным 2.10×10^{15} Вт/см², для атома ксенона — 2.84×10^{14} Вт/см².

Отличие от предыдущей работы авторов [18] состоит в учете влияния перерасеяния. Поэтому в табл. 2 указан сдвиг значений заселенностей по завершении импульса относительно результатов [18] вследствие неупругого перерасеяния фотоэлектронов на образованном ионе. Представлены значения, полученные для различных моделей столкновения.

Таблица 2. Изменение заселенностей состояний ионной конфигурации p^5 , вызванное перерасеянием, по завершении лазерного импульса относительно результатов работы [18], %.

Ион,	$J = 1/2$	$J = 3/2$	$J = 3/2$
модель	$ M = 1/2$	$ M = 1/2$	$ M = 3/2$
Ne ⁺ , 1	0.0213	-0.0106	-0.0056
	2	0.2646	-0.1272
	3	0.2545	-0.1224
	4	0.2451	-0.1179
Xe ⁺ , 1	5.21	-0.77	-0.41
	2	9.31	-1.33
	3	9.44	-1.35
	4	8.32	-1.19

Легко заметить, что величина сдвига существенно зависит от выбора модели столкновения в отличие от эффектов, рассмотренных в работе [20]. Наименьшее влияние перерасеяния наблюдается при использовании модели полужесткой сферы (модель 1), наибольшее — с моделями 2 и 3. Таким образом, возбуждение тонкой структуры мультиплета более чувствительно к выбору модели по сравнению с возбуждением, сопровождающимся изменением главного квантового числа.

Влияние перерасеяния сильно зависит от атома. В случае неона величина сдвига не превышает 0.3%, в случае ксенона достигает порядка 10%. Такая сильная зависимость обусловлена не только различием в размерах ионов, но и в характере движения. Перед перерасеянием на ксеноне электрон движется вне остова в среднем 75% времени, тогда как в случае неона движение вне остова занимает 2% времени, и электрон не успевает набрать энергию, достаточную для возбуждения остова.

Графики зависимости заселенностей различных состояний иона Xe⁺ от времени представлены на рис. 2 (модель 3). Результаты для Ne⁺ практически не отличаются от полученных в [18], и поэтому здесь не представлены. Видно, что под воздействием перерасеяния сдвиг относительно результатов [18] происходит в направлении результатов численного эксперимента [6], что подтверждает влияние механизма перерасеяния. Вместе с тем, смещенные таким образом кривые по-прежнему не укладываются в полосу ошибок численного эксперимента [6]. Одной из причин остающихся расхождений, и для Ne⁺, и для Xe⁺, возможно, являются эффекты квантовой интерференции между каналами ионизации и возбуждения иона при малом числе осцилляций в лазерном импульсе (см. также обсуждение результатов в работе [18]). Другой причиной может быть классическое описание движения фотоэлектрона в

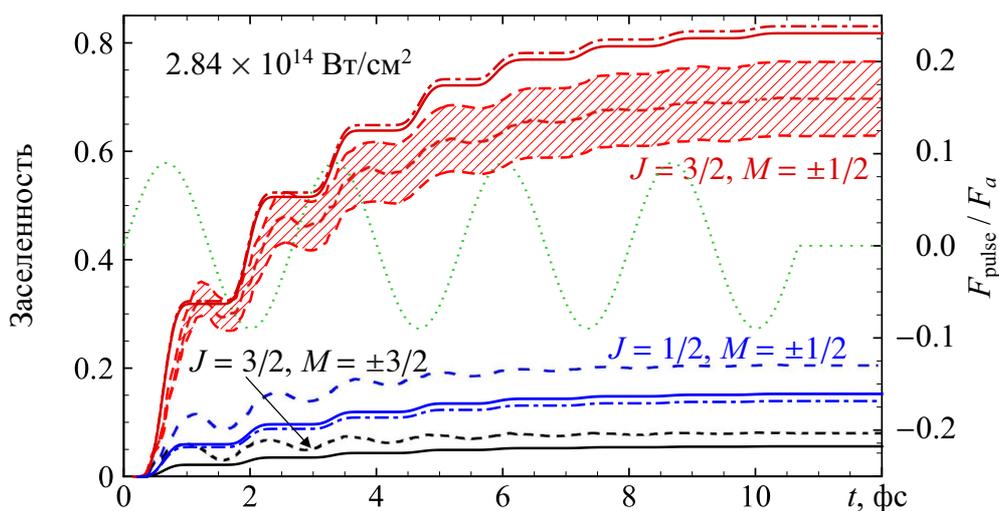


Рис. 2. Зависимость заселенностей дублетных термов He^+ от времени. Сплошные кривые — результаты, полученные в настоящей работе с учетом перерассеяния; штрихпунктирные кривые — результаты, полученные в работе [18] без учета перерассеяния; штриховые линии — результат численного эксперимента [6] с использованием метода матрицы плотности. Площадь, соответствующая точности метода матрицы плотности 10% (полоса ошибок), заштрихована для ионов в состоянии с $J = 3/2$, $|M| = 1/2$. Тонкая пунктирная линия синусоидальной формы показывает зависимость напряженности электрического поля в лазерном импульсе от времени. Здесь $F_a = 5.142 \times 10^9$ В/см — атомная единица напряженности. На рисунке указано значение интенсивности лазерного излучения.

лазерном поле перед перерассеянием. Наибольшее расхождение с результатами численного эксперимента отмечается для состояния с $J = |M| = 3/2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Простая модификация аналитической теории Келдыша включением в нее модели неупругого туннельного эффекта, эффекта Штарка, а также дополнительным учетом перерассеяния фотоэлектрона достаточно хорошо воспроизводит результаты, полученные в [6] из первых принципов для заселенностей состояний тонкой структуры ионов Ne^+ и He^+ в поле малопериодного лазерного импульса. Классическая модель неупругого перерассеяния с возбуждением тонкой структуры мультиплета оказывается чувствительной к выбору зависимости вероятности возбуждения иона от прицельного параметра. Остающиеся расхождения с результатами [6] обусловлены влиянием интерференционных эффектов между каналами ионизации и возбуждения иона, которое существенно при малой длительности импульса.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания вузам в сфере научной деятельности на 2014–2016 годы. Авторы благодарят проф. М.Ю. Иванова за любезно предоставленный материал.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Krausz F. Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // Rev. Mod. Phys. — 2009. — V. 81. — P. 163–234.

[2] Real-time observation of valence electron motion / E. Goulielmakis, Z.H. Loh, A. Wirth [et al.] // *Nature*. — 2010. — V. 466. — P. 739–744.

[3] Implementation of the time-dependent configuration-interaction singles method for atomic strong-field processes / L. Greenman, P.J. Ho, S. Pabst [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2010. — V. 82. — P. 023406(12).

[4] Theory of attosecond transient absorption spectroscopy of strong-field-generated ions // R. Santra, V.S. Yakovlev, Th. Pfeifer [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2011. — V. 83. — P. 033405(9).

[5] Decoherence in Attosecond Photoionization / S. Pabst, L. Greenman, P. J. Ho [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — V. 106. — P. 053003(4).

[6] Rohringer N. Multichannel coherence in strong-field ionization / N. Rohringer, R. Santra // *Phys. Rev. A*. — 2009. — V. 79. — P. 053402(10).

[7] Kornev A.S. Keldysh theory of tunnel ionization of an atom in a few-cycle laser pulse field / A.S. Kornev, B.A. Zon // *Phys. Rev. A*. — 2012. — V. 85. — P. 035402(3).

[8] Зон Б.А. Туннельная ионизация атомов с возбуждением остова / Б.А. Зон // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2000. — Т. 118, № 5. — С. 1041–1047.

[9] 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).

[10] Kornev A.S. Ne^+ and Ne^{2+} 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).

[11] 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. 69. — P. 063405(8).

[12] Зон Б.А. Многочастичные эффекты при образовании многозарядных ионов в сильном лазерном поле / Б.А. Зон, А.С. Корнев, Е.Б. Туленко // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2010. — Т. 138, № 12. — С. 1043–1059.

[13] Kornev A.S. Multiple ionization of Ar, Kr, and Xe in a superstrong laser field / A.S. Kornev, E.B. Tulenko, B.A. Zon // *Phys. Rev. A*. — 2011. — V. 84. — P. 053424(7).

[14] Kornev A.S. Relativistic effects in the many-body theory of extreme multiplicity ion formation in superstrong laser fields / A.S. Kornev, E.B. Tulenko, B.A. Zon // *Laser. Phys. Lett.* — 2013. — V. 10. — P. 085301(4).

[15] Polarization dependence of tunneling ionization of helium and neon by 120-fs pulses at 614 nm / D.N. Fittinghoff, P.R. Bolton, B. Chang [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 1994. — V. 49. — P. R2174–R2177.

[16] Ionization of many-electron atoms by ultrafast laser pulses with peak intensities greater than 10^{19} W/cm² / K. Yamakawa, Y. Akahane, Y. Fukuda [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2003. — V. 68. — P. 065403(4).

[17] Atomic excitation during recollision-free ultrafast multi-electron tunnel ionization / W.A. Bryan, S.L. Stebbings, J. McKenna [et al.] // *Nature Phys.* — 2006. — V. 2. — P. 379–383.

[18] Kornev A.S. Keldysh theory in a few-cycle laser pulse, inelastic tunneling and Stark shift: comparison with ab initio calculation / A.S. Kornev, I.M. Semiletov, B.A. Zon // *J. Phys. B*. — 2014. — V. 47. — P. 204026(7).

[19] Corkum P.B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization / P.B. Corkum // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — V. 71. — P. 1994–1997.

[20] Yudin G.L. Physics of correlated double ionization of atoms in intense laser fields: Quasistatic tunneling limit / G.L. Yudin, M.Yu. Ivanov // *Phys. Rev. A*. — 2001. — V. 63. — P. 033404(14).

[21] Anticorrelated electrons from high-intensity nonsequential double ionization of atoms / S.L. Haan, Z.S. Smith, K.N. Shomsky [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2010. — V. 81. — P. 023409(6).

[22] Quantitative rescattering theory for nonsequential double ionization of atoms by intense

laser pulses / S. Micheau, Zh. Chen, A.-T. Le [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2009. — V. 79. — P. 013417(6).

[23] Plateau structure in resonant laser-assisted electron-atom scattering / A.V. Flegel, M.V. Frolov, N.L. Manakov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — V. 102. — P. 103201.

[24] Analytic theory of high-order harmonic generation by an intense few-cycle laser pulse / M.V. Frolov, N.L. Manakov, A.M. Popov [et al.] // *Phys. Rev. A.* — 2012. — V. 85. — P. 033416(18).

[25] Validity of factorization of the high-energy photoelectron yield in above-threshold ionization of an atom by a short laser pulse / M.V. Frolov, D.V. Knyazeva, N.L. Manakov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — V. 108. — P. 213002(4).

[26] Theory of Tunnel Ionization in Complex Systems / T. Brabec, M. Côté, P. Boulanger [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — V. 95. — P. 073001(4).

[27] Попов В.С. Многофотонная ионизация атомов в поле ультракороткого лазерного импульса / В.С. Попов // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 2001. — Т. 73, № 1. — С. 3–7.

[28] Смирнов Б.М. Разрушение атомных частиц электрическим полем и электронным ударом / Б.М. Смирнов, М.И. Чибисов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 1965. — Т. 49. — С. 841–856.

[29] Келдыш Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л.В. Келдыш // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 1965. — Т. 47. — С. 1945–1957.

[30] Переломов А.М. Ионизация атомов в переменном электрическом поле / А.М. Переломов, В.С. Попов, М.В. Терентьев // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 1966. — Т. 50. — С. 1393–1409.

[31] Аммосов М.В. Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле / М.В. Аммосов, Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 1986. — Т. 91. — С. 2008–2013.

[32] Попов В.С. Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) / В.С. Попов // *Успехи физических наук.* — 2004. — Т. 174, № 9. — С. 921–951.

[33] Tolstikhin O.I. Weak-field asymptotic theory of tunneling ionization in many-electron atomic and molecular systems / O.I. Tolstikhin, L.B. Madsen, T. Morishita // *Phys. Rev. A.* — 2014. — V. 89. — P. 013421(15).

[34] Krainov V.P. Ionization rates and energy and angular distributions at the barrier-suppression ionization of complex atoms and atomic ions // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1997. — V. 14. — P. 425–431.

[35] Радциг А.А. Параметры атомов и атомных ионов / А.А. Радциг, Б.М. Смирнов. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 344 с.

[36] Shelton D.P. Nonlinear-optical susceptibilities of gases measured at 1064 and 1319 nm / D.P. Shelton // *Phys. Rev. A.* — 1990. — V. 42. — P. 2578–2592.

[37] 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.

[38] Кучиев М.Ю. Атомная антенна / М.Ю. Кучиев // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 1987. — Т. 45, № 7. — С. 319–321.

[39] <http://www.am.qub.ac.uk/users/p.norrington>

REFERENCES

[1] Krausz F., Ivanov M. Attosecond physics. *Rev. Mod. Phys.*, 2009, vol. 81, pp. 163–234.

[2] Goulielmakis E., Loh Z.H., Wirth A. [et al.] Real-time observation of valence electron motion. *Nature*, 2010, vol. 466, pp. 739–744.

[3] Greenman L., Ho P.J., Pabst S. [et al.] Implementation of the time-dependent configuration-interaction singles method for atomic strong-field processes. *Phys. Rev. A.*, 2010, vol. 82, p. 023406(12).

[4] Santra R., Yakovlev V.S., Pfeifer Th. [et al.] Theory of attosecond transient absorption spectroscopy of strong-field-generated ions. *Phys. Rev. A.*, 2011, vol. 83, p. 033405(9).

[5] Pabst S., Greenman L., Ho P. J. [et al.] Decoherence in Attosecond Photoionization. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, vol. 106, p. 053003(4).

[6] Rohringer N., Santra R. Multichannel coherence in strong-field ionization. *Phys. Rev. A.*, 2009, vol. 79, p. 053402(10).

[7] Kornev A.S., Zon B.A. Keldysh theory of tunnel ionization of an atom in a few-cycle laser pulse field. *Phys. Rev. A.*, 2012, vol. 85, p. 035402(3).

[8] Zon B.A. Tunneling ionization of atoms with excitation of the core. [Zon B.A. Tunnel'naya ionizatsiya atomov s возбуждением остова]. *Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2000, vol. 118, iss. 5, pp. 1041–1047.

[9] Kornev A.S., Tulenko E.B., Zon B.A. Kinetics of multiple ionization of rare-gas atoms in a circularly polarized laser field. *Phys. Rev. A.*, 2003, vol. 68, p. 043414(9).

[10] Kornev A.S., Tulenko E.B., Zon B.A. Ne⁺ and Ne²⁺ ion formation in circularly polarized laser fields: Comparison between theory and experiment. *Phys. Rev. A.*, 2004, vol. 69, p. 065401(2).

[11] Kornev A.S., Tulenko E.B., Zon B.A. Many-body effects in multiply charged ion formation in a superstrong laser field. *Phys. Rev. A.*, 2009, vol. 69, p. 063405(8).

[12] Zon B.A., Kornev A.S., Tulenko E.B. Many-Body Effects in the Formation of Multiply Charged Ions in a Strong Laser Field. [Zon B.A., Kornev A.S., Tulenko E.B. Mnogochastichnye e'ffekty pri obrazovanii mnogozaryadnykh ionov v sil'nom lazernom pole]. *Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2010, vol. 138, iss. 12, pp. 1043–1059.

[13] Kornev A.S., Tulenko E.B., Zon B.A. Multiple ionization of Ar, Kr, and Xe in a superstrong laser field. *Phys. Rev. A.*, 2011, vol. 84, p. 053424(7).

[14] Kornev A.S., Tulenko E.B., Zon B.A. Relativistic effects in the many-body theory of extreme multiplicity ion formation in superstrong laser fields. *Laser. Phys. Lett.*, 2013, vol. 10, p. 085301(4).

[15] Fittinghoff D.N., Bolton P.R., Chang B. [et al.] Polarization dependence of tunneling ionization of helium and neon by 120-fs pulses at 614 nm. *Phys. Rev. A.*, 1994, vol. 49, pp. R2174–R2177.

[16] Yamakawa K., Akahane Y., Fukuda Y. [et al.] Ionization of many-electron atoms by ultrafast laser pulses with peak intensities greater than 10¹⁹ W/cm². *Phys. Rev. A.*, 2003, vol. 68, p. 065403(4).

[17] Bryan W.A., Stebbings S.L., McKenna J. [et al.] Atomic excitation during recollision-free ultrafast multi-electron tunnel ionization. *Nature Phys.*, 2006, vol. 2, pp. 379–383.

[18] Kornev A.S., Semiletov I.M., Zon B.A. Keldysh theory in a few-cycle laser pulse, inelastic tunneling and Stark shift: comparison with ab initio calculation. *J. Phys. B.*, 2014, vol. 47, p. 204026(7).

[19] Corkum P.B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, vol. 71, pp. 1994–1997.

[20] Yudin G.L., Ivanov M.Yu. Physics of correlated double ionization of atoms in intense laser fields: Quasistatic tunneling limit. *Phys. Rev. A.*, 2001, vol. 63, p. 033404(14).

[21] Haan S.L., Smith Z.S., Shomsky K.N. [et al.] Anticorrelated electrons from high-intensity nonsequential double ionization of atoms. *Phys. Rev. A.*, 2010, vol. 81, p. 023409(6).

[22] Micheau S., Chen Zh., Le A.-T. [et al.] Quantitative rescattering theory for nonsequential

double ionization of atoms by intense laser pulses. Phys. Rev. A., 2009, vol. 79, p. 013417(6).

[23] Flegel A.V., Frolov M.V., Manakov N.L. [et al.] Plateau structure in resonant laser-assisted electron-atom scattering. Phys. Rev. Lett., 2009, vol. 102, p. 103201.

[24] Frolov M.V., Manakov N.L., Popov A.M. [et al.] Analytic theory of high-order harmonic generation by an intense few-cycle laser pulse. Phys. Rev. A., 2012, vol. 85, p. 033416(18).

[25] Frolov M.V., Knyazeva D.V., Manakov N.L. [et al.] Validity of factorization of the high-energy photoelectron yield in above-threshold ionization of an atom by a short laser pulse. Phys. Rev. Lett., 2012, vol. 108, p. 213002(4).

[26] Brabec T., Côté M., Boulanger P. [et al.] Theory of Tunnel Ionization in Complex Systems. Phys. Rev. Lett., 2005, vol. 95, p. 073001(4).

[27] Popov V.S. Multiphoton ionization of atoms by an ultrashort laser pulse. [Popov V.S. Mnogofotonnaya ionizaciya atomov v pole ul'trakorotkogo lazernogo impul'sa]. *Pis'ma v Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, 2001, vol. 73, no. 1, pp. 3–7.

[28] Smirnov B.M., Chibisov M.I. The Breaking Up of Atomic Particles by an Electric Field and by Electron Collisions. [Smirnov B.M., Chibisov M.I. Razrushenie atomnyx chastic e'lektricheskim polem i e'lektronnym udarom]. *Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1965, vol. 49, pp. 841–856.

[29] Keldysh L.V. Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave. [Keldysh L.V. Ionizaciya v pole sil'noj e'lektromagnitnoj volny]. *Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1965, vol. 47, pp. 1945–1957.

[30] Perelomov A.M., Popov V.S., Terent'ev M.V. Ionization of Atoms in an Alternating Electric Field. [Perelomov A.M., Popov V.S., Terent'ev M.V. Ionizaciya atomov v peremennom e'lektricheskom pole]. *Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1966, vol. 50, pp. 1393–1409.

[31] Ammosov M.V., Delone N.B., Krainov V.P. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. [Ammosov M.V., Delone N.B., Krajinov V.P. Tunnel'naya ionizaciya slozhnyx atomov i atomarnyx ionov v peremennom e'lektromagnitnom pole]. *Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1986, vol. 91, pp. 2008–2013.

[32] Popov V.S. Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory). [Popov V.S. Tunnel'naya i mnogofotonnaya ionizaciya atomov i ionov v sil'nom lazernom pole (teoriya Keldysha)]. *Uspehi fizicheskix nauk — Physics-Uspekhi*, 2004, vol. 174, no. 9, pp. 921–951.

[33] Tolstikhin O.I., Madsen L.B., Morishita T. Weak-field asymptotic theory of tunneling ionization in many-electron atomic and molecular systems. Phys. Rev. A., 2014., vol. 89, p. 013421(15).

[34] Krainov V.P. Ionization rates and energy and angular distributions at the barrier-suppression ionization of complex atoms and atomic ions. J. Opt. Soc. Am. B., 1997, vol. 14, pp. 425–431.

[35] Radzig A.A., Smirnov B.M. Reference Data on Atoms, Molecules and Ions. [Radzig A.A., Smirnov B.M. Parametry atomov i atomnyx ionov]. Moscow: Energoatomizdat, 1986, 344 p.

[36] Shelton D.P. Nonlinear-optical susceptibilities of gases measured at 1064 and 1319 nm. Phys. Rev. A., 1990, vol. 42, pp. 2578–2592.

[37] 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. Phys. Rev., 1967, vol. 156, pp. 142–149.

[38] Kuchiev M.Yu. Atomic antenna. [Kuchiev M.Yu. Atomnaya antenna]. *Pis'ma v Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*

(JETP Letters), 1987, vol. 45, no. 7, pp. 319–321.

[39] <http://www.am.qub.ac.uk/users/p.norrington>.

*Корнев Алексей Станиславович, д.ф.-м.н.,
доцент, доцент кафедры теоретической
физики ВГУ, Воронеж, Россия
E-mail: a-kornev@yandex.ru
Тел.: (473)220-87-56*

*Kornev Akeksei Stanislavovich, Doctor
in Physics and Mathematics, Associate
Professor, Associate Professor of the
Department of Theoretical Physics, Voronezh
State University, Voronezh, Russia
E-mail: a-kornev@yandex.ru
Tel.: (473)220-87-56*

*Семилетов Иван Мстиславович, аспирант
кафедры математической физики ВГУ, Во-
ронезж, Россия
E-mail: someone127@yandex.ru
Тел.: (473)220-87-56*

*Semiletov Ivan Mstislavovich, Postgraduate
Student of the Department of Theoretical
Physics, Voronezh State University, Voronezh,
Russia
E-mail: someone127@yandex.ru
Tel.: (473)220-87-56*