

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ В ДВУХЦВЕТНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ ПЕРВОЙ И ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИК

А. В. Коваль, В. М. Коваль*

*Институт прикладной лазерной физики Отдела теплофизики Академии наук Республики Узбекистан
100135, Ташкент, Узбекистан*

Поступила в редакцию 9 ноября 2005 г.

Проведены классический анализ и квантовомеханическое исследование энергетических спектров фотоэлектронов при надпороговой ионизации атомов в двухцветном лазерном поле первой и третьей ($n = 3$) гармоник. Численные расчеты показали, что граница плато прямой ионизации соответствует значению энергии электрона $E \approx 3.56U_{p1}$ и граница плато перерасеяния — энергии $E \approx 16.62U_{p1}$ для двухцветного поля основной частоты и ее третьей гармоники с равной интенсивностью, что соответствует данным классического анализа. На основании результатов классического анализа процессов ионизации в поле первой и n -й гармоник равной интенсивности установлено уменьшение с ростом n длины плато прямой ионизации и длины высокоэнергетического плато перерасеяния. Представленные результаты численного анализа процессов ионизации в поле первой и третьей ($n = 3$) гармоник соответствуют данным проведенного классического анализа.

PACS: 32.80.Qk, 34.50.Rk, 32.80.Rm, 32.80.Wr

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматривается вопрос об особенностях энергетического спектра фотоэлектронов при надпороговой ионизации (above-threshold ionization, ATI) атома при взаимодействии с интенсивным ($I \sim 10^{15}$ Вт/см²) двухцветным лазерным полем, являющимся когерентной суперпозицией поля основной частоты ω и ее третьей гармоники. ATI в отличие от обычной фотоионизации — это процессы поглощения большего числа фотонов, чем необходимо для ионизации атома или молекулы (детальную информацию об ATI-процессах см. в современных обзорах [1–3]). Большую часть фотоэлектронов представляют собой низкоэнергетические электроны, полученные при прямой ионизации — туннельном переходе электрона в континуум. Высокоэнергетическая часть ATI-электронов получается в процессах перерасеяния испущенных атомом фотоэлектронов, набравших энергию в лазер-

ном электромагнитном поле и направленных этим полем обратно на атом. Эффективность ионизации в двухцветном поле значительно увеличивается в сравнении со случаем монохроматического поля [4, 5]. Возможность когерентного контроля подобных процессов (см., например, [2, 3]), т. е. возможность менять вероятности соответствующих фотопроцессов и другие наблюдаемые величины изменением параметров двухцветного поля (например, относительной фазы гармоник или их интенсивностей) вызвала значительный интерес к этой проблеме. Квантовые методы получения аналитических выражений для спектров ATI-фотоэлектронов в двухцветных лазерных полях большей частью основаны на KFR-модели (Keldysh–Faisal–Reiss) [7, 8] и на применении приближения сильного поля (strong field approximation, SFA) в рамках формализма S -матрицы [9–11]). Аналогично этим работам нами при вычислении амплитуды прямой ионизации использовано KFR-приближение. При расчете амплитуды перерасеяния, в отличие от этих работ, нами использован метод расчета, основанный на примене-

*E-mail: avcovi@mail.ru

нии полюсного приближения (см. [6]). Этот метод показал достаточную эффективность при расчете энергетических и угловых спектров прямых и перерассеянных АТІ-фотоэлектронов [12–14].

Полученные экспериментально и теоретически энергетические спектры АТІ-фотоэлектронов в монохроматическом лазерном поле представляют собой графические зависимости, состоящие из двух так называемых плато. Низкоэнергетическое плато прямой ионизации, граница которого наблюдается при энергии электронов $E \approx (2-4)U_p$ (U_p — пондеромоторный потенциал, т. е. средняя кинетическая энергия электрона в лазерном электромагнитном поле), переходит в высокоэнергетическое плато электронов перерассеяния, которое заканчивается при энергии $E \approx 10U_p$ (см., например, данные высокопрецизионных измерений [15]). Авторами работы [16] показано с помощью численных расчетов энергетического спектра фотоэлектронов, что максимальная граница плато перерассеяния соответствует энергии $E \approx 21U_p$ при взаимодействии атомов с двухцветным лазерным полем первой и второй гармоник одинаковой интенсивности. Эти результаты многократно подтверждены авторами других работ (см. обзоры [1–3]). При этом отношение высоты плато прямой ионизации и плато перерассеяния (обычно это несколько порядков) зависит также от относительной фазы между гармониками поля.

В данной работе исследуются энергетические распределения фотоэлектронов при АТІ в двухцветном лазерном поле с использованием нуль-мерного потенциала (zero-range potential) в качестве потенциала взаимодействия электрона с атомом при перерассеянии. В современных работах используется также кулоновский или экранированный кулоновский потенциалы, как, например, в работах [9–11]. В работах [12–14, 17] показано, что использование нуль-мерного потенциала [18] качественно и количественно в достаточной мере точно повторяет данные экспериментальных и теоретических работ. Использование в качестве обкладки матричного элемента амплитуды вероятности ионизации кулон-волковской волновой функции вместо волковской функции приводит к более точным, однако качественно незначительно отличающимся при этом, результатам (см., например, [9]). В настоящей работе также с помощью классической модели определяются максимальные энергии АТІ-фотоэлектронов прямой фотоионизации и перерассеяния в двухцветном поле первой и n -й ($n = 2, 3$) гармоник.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

В данной работе мы используем те же методы, которые применяли в работах [12–14] — S -матричный подход к решению вопросов фотоионизации, учитывающий перерассеяние электрона при туннельной прямой ионизации. В этих работах нами использовано одноэлектронное приближение, в рамках которого рассматривается один «активный» электрон, находящийся в лазерном поле и поле атомного остатка, переходящий благодаря взаимодействию с внешним лазерным полем из начального связанного состояния в континуум. Мы применили приближение сильного поля, т. е. использовали в качестве волновой функции конечного состояния волковскую функцию, описывающую электрон, находящийся в электромагнитном поле, пренебрегая кулоновским взаимодействием с атомным остатком. Также нами использовалось полюсное приближение [6]. Для краткости мы приведем лишь основные формулы из работ [12–14].

Интенсивность (вероятность ионизации в единицу времени) ионизации N -го электронного пика (под фиксированным углом наблюдения, определяемым направлением вектора \mathbf{p}) задается выражением:

$$I_N(\theta) = \frac{p_N}{2\pi} |A_N^D(p_N, \theta) + A_N^R(p_N, \theta)|^2, \quad (1)$$

где $p_N = \sqrt{2(N\omega - U_p - I_0)}$, $U_p = \langle \mathbf{A}^2 \rangle / 2c^2$ — пондеромоторный потенциал, $\mathbf{A}(t)$ — векторный потенциал поля, I_0 — потенциал ионизации атома.

Полная амплитуда перехода $A_{\mathbf{p}0}$ представлена здесь в виде суммы так называемых прямой амплитуды $A_{\mathbf{p}0}^D$ и амплитуды перерассеяния $A_{\mathbf{p}0}^R$. Выражение для прямой амплитуды имеет вид [12–14]

$$A_{\mathbf{p}0}^D = \sum_{N \geq N_0}^{\infty} A_N^D \delta \left(\frac{p^2}{2} + U_p + I_0 - N\omega \right). \quad (2)$$

Здесь

$$A_N^D = 2\pi i \left(\frac{p^2}{2} + I_0 \right) \langle \mathbf{p} | \varphi_0 \rangle B_{-N}^*(\mathbf{p}),$$

где $\langle \mathbf{p} | \varphi_0 \rangle$ — фурье-образ волновой функции начального связанного состояния и

$$B_N(\mathbf{p}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \exp [i(N\varphi - W(\mathbf{p}, t))], \quad (3)$$

где $W(\mathbf{p}, t)$ — периодическая с периодом $2\pi/\omega$ следующая функция t :

$$W(\mathbf{p}, t) = \int_0^t dt' \left(\frac{1}{c} \mathbf{A}(t') \mathbf{p} + \frac{\mathbf{A}^2(t')}{2c^2} - U_p \right). \quad (4)$$

Таким образом, прямая амплитуда (2) представлена в виде суммы амплитуд многофотонных переходов.

Окончательные выражения для амплитуды перерасеяния получены в виде, аналогичном (2) (см. [12–14]):

$$A_{\mathbf{p}0}^R = \sum_{N \geq N_0} A_N^R(\mathbf{p}) \delta \left(\frac{p^2}{2} + I_0 + U_p - N\omega \right), \quad (5)$$

где

$$A_N^R(\mathbf{p}) = -2\pi i \int d\mathbf{q} \langle \mathbf{p} | V | \mathbf{q} \rangle \left(\frac{q^2}{2} + I_0 \right) \langle \mathbf{q} | \varphi_0 \rangle \times \\ \times \sum_{k=k_0}^{\infty} D_{k-N}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) B_{-k}^*(\mathbf{q}) \delta \left(\frac{q^2}{2} + I_0 + U_p - k\omega \right). \quad (6)$$

Здесь функция $D_k(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ имеет вид

$$D_k(p, q) = \\ = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \exp \{ ik\varphi + i(W(\mathbf{p}, t) - W(\mathbf{q}, t)) \} \quad (7)$$

и $\langle \mathbf{p} | V | \mathbf{q} \rangle$ есть матричный элемент потенциала взаимодействия ионизованного электрона с атомным остатком. Полученные выше выражения для прямой амплитуды (2) и амплитуды перерасеяния (5) применены для вычислений спектров кинетической энергии фотоэлектронов в электромагнитном линейно-поляризованном лазерном поле, являющемся когерентной суперпозицией поля фундаментальной частоты ω и ее третьей гармоники:

$$\bar{\mathbf{E}}(t) = \hat{\mathbf{e}} [E_1 \sin(\omega t) + E_2 \sin(3\omega t + \phi)]. \quad (8)$$

Здесь $\hat{\mathbf{e}}$ — единичный вектор поляризации, E_i — напряженность поля гармоник, ϕ — относительная разность фаз гармоник. В данной статье при квантовомеханическом анализе в аналитических выражениях, в отличие от использованных в работах [12–14], подставлялись векторный и пондеромоторный потенциалы, соответствующие (8).

Интенсивности электронных пиков $I_N(\theta, \phi)$ при фиксированном угле θ между скоростью электрона и вектором поляризации электромагнитного поля зависят от относительной разности фаз ϕ и удовлетворяют условию симметрии (см. [9]):

$$I_N(\theta, \phi) = I_N(\pi - \theta, \pi + \phi). \quad (9)$$

3. КЛАССИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для контроля и анализа данных численных расчетов в этом разделе мы приводим классические

оценки таких характеристик энергетического спектра АТІ-фотоэлектронов, как длины плато прямой ионизации и высокоэнергетического плато электронов перерасеяния. Чтобы оценить эти величины, мы воспользовались методом, приведенным в работе [16], где в классическом приближении рассматриваются процессы ионизации атома в монохроматическом и двухцветном лазерном поле первой и второй гармоник линейной поляризации. Для определения максимальной кинетической энергии электронов прямой ионизации применялись уравнения (2), (3) из [16] ($m = -e = 1$ в используемой здесь системе атомных единиц):

$$v(t) = v_x(t) = A(t_0) - A(t), \quad (10)$$

$$x(t) = (t - t_0)A(t_0) - \int_{t_0}^t A(\tau) d\tau, \quad (11)$$

получаемые при интегрировании одномерного уравнения движения $\ddot{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{E}(t)$. Здесь напряженность электрического поля выбиралась в форме (8) — суперпозиции полей первой и n -й ($n = 2, 3$) гармоник:

$$\mathbf{E}(t) = E_1 \sin(\omega t) + E_2 \sin(n\omega t + \phi), \quad (12)$$

$\mathbf{A}(t)$ — векторный потенциал электромагнитного поля, $E(t) = -dA(t)/dt$. Максимальная скорость электронов прямой ионизации определялась выражениями (12), (13) из работы [16]: $E_{kin}^{dir} = v^2/2$, где $v = \langle v(t) \rangle_t = A(t_0)$ (при условии выключения поля $E(t) = 0$ при $t \rightarrow \pm\infty$). Поскольку регистрируемый импульс $p_x = v_x(t \rightarrow \infty) = A(t_0)$ максимален в момент времени $t_0 = 0$ при относительной разности фаз между гармониками $\phi = 0$, получаем, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов прямой ионизации для случая суперпозиции полей первой и n -й гармоник равной интенсивности принимает наибольшее значение $E_{kin}^{dir} = 4.5U_{p1}$ (U_{p1} — пондеромоторный потенциал, соответствующий полю первой гармоники) при ионизации в поле первой и второй гармоник ($n = 2$) и уменьшается с ростом n — отношения частот добавленной и первой гармоник. Для рассматриваемого в данной работе случая $n = 3$ получаем $E_{kin}^{dir} = 3.6U_{p1}$.

С учетом перерасеяния фотоэлектрона на оставшемся ионе при $t = t_1$ в уравнении (11) (при условии начала движения из точки $x(t_0)$ при $t = t_0$ и возврате к атому в момент t_1 , зависящий от t_0 , в точку $x(t_1) = 0$) максимальная энергия электронов перерасеяния в электромагнитном поле короткодействующего лазерного импульса (12) с равной интенсивностью гармоник определялась нами на основе

следующего выражения, впервые полученного в работе [16] для электронов, рассеянных строго назад относительно направления поля:

$$E_{kin}^{resc} = \frac{[2A(t_1) - A(t_0)]^2}{2}. \quad (13)$$

Для определения t_0 и t_1 в формуле (13) численно решалась система двух уравнений из работы [16]:

$$\begin{aligned} F(t_1) &= F(t_0) + (t_1 - t_0)F'(t_0), \\ A(t_1) &= A(t_0) - 2(t_1 - t_0)E(t_1). \end{aligned} \quad (14)$$

Первое из уравнений (14) есть запись уравнения $x(t_1) = 0$ с помощью функции

$$F(t) = \int_0^t A(\tau) d\tau,$$

второе — условие максимума (13), $dE_{kin}^{resc}/dt_0 = 0$.

Полученные нами при классическом рассмотрении АТИ-процессов величины максимальной кинетической энергии фотоэлектронов перерассеяния при относительной разности фаз между гармониками $\phi = 0$ свидетельствуют, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов перерассеяния в электромагнитном двухцветном лазерном поле принимает наибольшее значение $E_{kin}^{resc} = 21U_{p1}$ при $n = 2$ и затем уменьшается с ростом n . Анализ АТИ-процессов в двухцветном поле с помощью классической кинематической модели в настоящей работе приведен с целью контроля и анализа данных численных расчетов для рассматриваемого в данной работе случая суперпозиции полей первой и третьей гармоник ($n = 3$), и соответственно нами получено значение максимальной энергии электронов прямой ионизации $E_{kin}^{dir} = 3.56U_{p1}$ и электронов перерассеяния $E_{kin}^{resc} = 16.62U_{p1}$.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе аналитических выражений для прямой амплитуды (2) и амплитуды перерассеяния (5) проведены численные расчеты энергетических спектров АТИ-электронов и их угловых распределений при взаимодействии двухцветного лазерного поля первой и третьей гармоник с атомом водорода. В качестве потенциала взаимодействия электрона с оста-

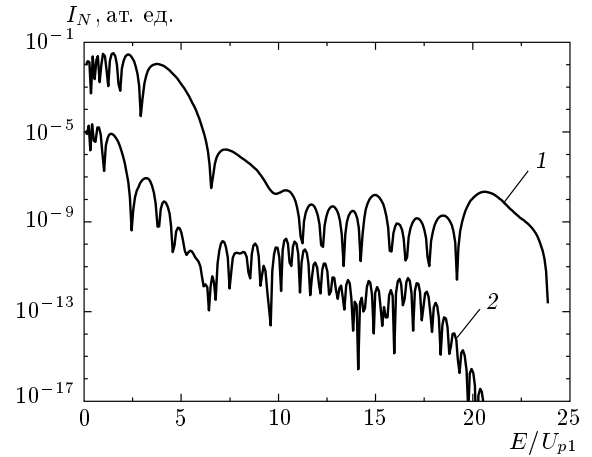


Рис. 1. Зависимости интенсивности ионизации атома водорода от энергии фотоэлектронов в двухцветном лазерном поле первой и n -й гармоник: $n = 2$ (1), 3 (2). Параметры расчета: длина волны основной частоты $\lambda = 800$ нм, интенсивность излучения основной частоты $I = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см², $E_2 = E_1$, относительная фаза $\phi = 180^\circ$. Графики разнесены по оси ординат (ординаты кривой 1 домножены на коэффициент 10^3) для лучшей визуализации

точным ионом применялся модельный потенциал нулевого радиуса (zero-range potential), часто используемый в аналогичных вычислениях (см. [18]). Можно отметить, что данный потенциал был успешно применен не только для атома водорода, но и для других атомов [17].

Расчитанные зависимости интенсивности (вероятности ионизации в единицу времени) в атомных единицах от энергии электронов (в единицах U_{p1} — пондеромоторного потенциала в поле первой гармоники) при ионизации атома водорода лазерным полем основной частоты $\omega = 0.057$ ат. ед. (длина волны $\lambda = 800$ нм), комбинируемым с его второй и третьей гармониками, представлены на рис. 1. Напряженность поля основной гармоники в расчетах принималась равной значению величины $E_1 = 0.09$ ат. ед., что соответствует интенсивности электромагнитного поля $I = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Кривая 1 на рис. 1 соответствует ионизации в поле первой и второй гармоник, кривая 2 — в поле первой и третьей гармоник. Кривая 1 приведена с целью продемонстрировать качественное и количественное согласие с известными данными работ [3, 16, 19, 20], в которых граница плато перерассеяния соответствует значению энергии $E \approx 21U_{p1}$.

В работах [9–14] спад плато прямой ионизации

в случае монохроматического поля происходит при значении энергии фотоэлектрона, приблизительно равном $2U_{p1}$, в случае двухцветного поля первой и второй гармоник — при энергии около $4U_{p1}$. В процессе расчетов нами получено, что энергетическое плато прямой туннельной ионизации в двухцветном лазерном поле первой и третьей гармоник протяженнее, чем в монохроматическом поле, и спад плато прямой ионизации происходит при значении энергии фотоэлектрона, приблизительно равном $3.6U_{p1}$.

Отметим хорошее качественное и количественное согласие рассчитанного спектра для процессов прямой ионизации с характеристиками спектра, полученными в работах [12–14, 17]: вид спектра, а также резкий спад электронного спектра при энергии фотоэлектронов $E \approx 4U_{p1}$. В наших расчетах для монохроматического поля спад высокоэнергетического плато перерассеяния (rescattering) соответствует энергии $10U_{p1}$ (см. [1–3, 21]). Впервые найденное в работе [16] значение энергии электронов, равное $21U_{p1}$, в настоящей работе также соответствует границе плато для фотоэлектронов перерассеяния в поле первой и второй гармоник одинаковой интенсивности (см. рис. 1, кривая 1). В ходе численных расчетов в данной работе определено, что спад плато прямой ионизации происходит при энергии $E \approx 3.6U_{p1}$, а плато перерассеяния — при энергии $E \approx 16.6U_{p1}$ для двухцветного поля основной частоты и ее третьей гармоники равной интенсивности (см. рис. 1, кривая 2).

На рис. 2 представлены результаты расчета энергетических спектров фотоэлектронов при ионизации атома водорода в двухцветном лазерном поле первой и третьей гармоник равной интенсивности при относительной фазе между ними $\phi = 180^\circ$. Параметры расчета соответствуют параметрам рис. 1. Спад плато перерассеяния при $\theta = 0, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ происходит соответственно при энергиях $E \approx 16.6U_{p1}, 15U_{p1}, 10U_{p1}, 6U_{p1}$. Полученные данные энергетического спектра для различных углов θ между скоростью электрона и вектором поляризации электромагнитного поля свидетельствуют, что форма и длина энергетического плато в случае поля первой и третьей гармоник зависит от угла θ аналогично случаю поля первой и второй гармоник (см. [14]).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных аналитических выражений проведены численные расчеты энергетических спектров фотоэлектронов в двухцветном поле пер-

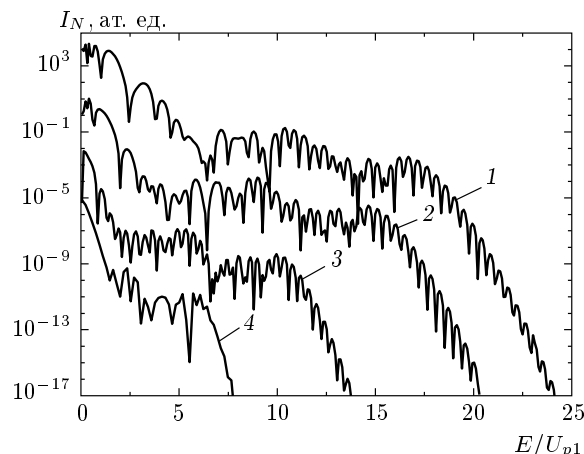


Рис. 2. Зависимости интенсивности ионизации атома водорода от энергии фотоэлектронов в двухцветном лазерном поле первой и третьей гармоник; $\theta = 0$ (1), 30° (2), 60° (3), 90° (4). Параметры расчета такие же, как в подписи к рис. 1. Графики разнесены по оси ординат для лучшей визуализации

вой и третьей гармоник. Результаты показывают, что спад плато прямой ионизации происходит при энергии $E \approx 3.6U_{p1}$, а плато перерассеяния при энергии $E \approx 16.6U_{p1}$, для двухцветного поля основной частоты и ее третьей гармоники с равной интенсивностью гармоник. На основе классической модели вычислены значения величин максимальной энергии фотоэлектронов прямой ионизации и перерассеяния в двухцветном лазерном поле первой и n -й гармоник ($n = 2, 3$). В ходе расчетов получено, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов перерассеяния в электромагнитном двухцветном лазерном поле принимает наибольшее значение $E_{kin}^{resc} = 21U_{p1}$ при $n = 2$ и затем уменьшается с ростом n . Уменьшение длины плато прямой ионизации, а также длины высокоэнергетического плато перерассеяния с ростом отношения частот добавленной и основной гармоник, на наш взгляд, — основное утверждение данной работы. С физической точки зрения это является следствием интерференции амплитуд вероятности для прямых процессов и процессов перерассеяния в полях основной и добавленной гармоник.

Авторы выражают благодарность Фонду поддержки фундаментальных исследований АН Республики Узбекистан за финансовую поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, УФН **41**, 469 (1998).
2. F. Ehlotzky, Phys. Rep. **345**, 175 (2001).
3. W. Becker, F. Grasbon, R. Kopold et al., Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. **48**, 35 (2002).
4. S. Watanabe, K. Kondo, Y. Nabekava et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 2692 (1994).
5. S. Watanabe, K. Kondo, Y. Nabekava et al., J. Opt. Soc. Amer. B **13**, 424 (1996).
6. M. V. Fedorov, *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field*, World Sci., Singapore (1997).
7. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **20**, 1307 (1964).
8. H. R. Reiss, Phys. Rev. A **22**, 1726 (1980).
9. D. B. Milošević and F. Ehlotzky, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **31**, 4149 (1998).
10. D. B. Milošević and F. Ehlotzky, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **32**, 1585 (1999).
11. J. Z. Kaminski and F. Ehlotzky, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **30**, 5729 (1997).
12. В. А. Паздзерский, А. В. Коваль, Узб. физ. ж. **5**, 336 (2003).
13. V. A. Pazdzersky and A. V. Koval', Laser Phys. **15**, 1163 (2005).
14. V. A. Pazdzersky and A. V. Koval', J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **38**, 3945 (2005).
15. M. J. Nandor, M. A. Walker, L. D. Van Woerkom, and H. G. Muller, Phys. Rev. A **60**, R1771 (1999).
16. G. G. Paulus, W. Becker, and H. Walther, Phys. Rev. A **52**, 4043 (1995).
17. R. Kopold and W. Becker, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **32**, L419 (1999).
18. Yu. N. Demkov and V. N. Ostrovsky, *Zero-Range Potential and Its Application in Atomic Physics*, Plenum, New York (1988).
19. R. Kopold, W. Becker, and M. Kleber, Opt. Comm. **179**, 39 (2000).
20. G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, R. Kopold, and W. Becker, Phys. Rev. A **64**, 021401(R) (2001).
21. D. B. Milošević, G. G. Paulus, and W. Becker, Laser Phys. Lett. **1**, 93 (2004).