

Эффекты плато в спектрах электрон-атомного рассеяния в сильном лазерном поле

Н. Л. Манаков¹⁾, А. Ф. Старас⁺²⁾, А. В. Флегель, М. В. Фролов⁺

Воронежский государственный университет, 394693 Воронеж, Россия

⁺Department of Physics and Astronomy, The University of Nebraska, Lincoln, NE 68588-0111, USA

Поступила в редакцию 16 июля 2002 г.

Представлено точное квантовое решение задачи о рассеянии электрона на короткодействующем потенциале в присутствии сильного лазерного поля с эллиптической поляризацией. Установлено наличие плато, обусловленного эффектами перерассеяния электрона на рассеивающем центре, в зависимости дифференциального сечения рассеяния от числа поглощаемых (или излучаемых) фотонов. Приведены численные результаты для случая линейной поляризации поля и показано, что границы плато хорошо описываются классическими оценками.

PACS: 03.65.Nk, 32.80.Wr, 34.50.Rk, 34.80.Qb

Одними из наиболее интересных и активно исследуемых нелинейных эффектов в процессах надпороговой ионизации атомов (НПИ) и генерации высших гармоник (ГВГ) газами в сильном лазерном поле являются эффекты “плато” в спектрах НПИ и ГВГ, то есть слабая зависимость выхода фотоэлектронов при n -фотонной НПИ или интенсивности n -ой гармоники лазерной накачки от числа n поглощенных фотонов в широком интервале значений $n \lesssim n_{\max}$. Эти эффекты имеют одноэлектронную природу и хорошо изучены экспериментально, а также следуют как из результатов прямого численного решения нестационарного уравнения Шредингера, так и из квазиклассических соображений, основанных на идее “перерассеяния” [1]: сильное осциллирующее поле “заворачивает” электроны, освобождающиеся из атома путем туннельной ионизации, обратно к родительскому иону, в процессе столкновения с которым они набирают дополнительную энергию из волны и формируют плато в НПИ или рекомбинируют с испусканием гармоники с высоким номером n . Интересно, что структура плато слабо зависит от конкретного вида атомного потенциала, так что квазиклассические оценки обрыва плато (величины n_{\max}) и структуры спектров НПИ и ГВГ в модифицированном с учетом перерассеяния приближении Келдыша [2] для модели трехмерного потенциала нулевого радиуса находятся в полном качественном согласии с результатами численных расчетов и экспериментальными данными для реальных атомов (см. работу [3] и ссылки в

ней). В недавней работе [4] показано, что обусловленное перерассеянием плато возникает также в процессе электрон-ионной рекомбинации в сильном лазерном поле. Общей чертой обсуждавшихся выше процессов является то, что электрон в начальном и/или конечном состоянии связан в атоме и менее подвержен действию поля волны, чем в состоянии континуума. В настоящей заметке на примере точно решаемой модельной задачи показано, что эффекты плато имеют место и в свободно-свободных переходах электрона в сильном лазерном поле (вынужденном многофотонном тормозном излучении и поглощении при электрон-атомном рассеянии) и, таким образом, эти специфические нелинейные эффекты свойственны всем процессам взаимодействия атомной системы с сильными лазерными полями.

Мы рассматриваем рассеяние электрона на статическом атомном потенциале $V(\mathbf{r})$ в присутствии эллиптически-поляризованного поля с электрическим вектором $\mathbf{F}(t) = F \text{Re}[\mathbf{e} \exp(-i\omega t)]$, где \mathbf{e} – единичный (комплексный) вектор поляризации: $\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^* = 1$, $\mathbf{e} \cdot \mathbf{e} = l$ – степень линейной поляризации поля $\mathbf{F}(t)$ ($0 \leq l \leq 1$). В формализме квазиэнергетических состояний (КЭС; см., например, [5]) состояние электрона в потенциале $V(\mathbf{r})$ с асимптотическим импульсом \mathbf{p} , соответствующее упругому рассеянию с энергией $E = p^2/2m$ в отсутствие поля $\mathbf{F}(t)$, периодически зависит от времени и удовлетворяет уравнению

$$\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) + \Phi_{\mathbf{p}}^{(\text{scatt})}(\mathbf{r}, t) = \chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) + \int d\mathbf{r}' \int dt' e^{-i\epsilon(t'-t)/\hbar} G^{(+)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') V(\mathbf{r}') \Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}', t'), \quad (1)$$

¹⁾e-mail: manakov@thp.vsu.ru

²⁾A. F. Starace.

где $\chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ и $G^{(+)}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ – волновая функция КЭС и запаздывающая функция Грина электрона в поле $\mathbf{F}(t)$, а $\epsilon = E + U_p$ – квазиэнергия. Здесь $U_p = e^2 F^2 / 4m\omega^2$ – средняя колебательная энергия электрона в лазерном поле. Амплитуда рассеяния определяется асимптотикой рассеянной волны:

$$\Phi_{\mathbf{p}}^{(\text{scatt})}(\mathbf{r}, t)|_{r \rightarrow \infty} = \sum_{n > -[E/\hbar\omega] + 1}^{\infty} \mathcal{A}_n \frac{e^{ip_n r/\hbar - i\omega n t}}{r}, \quad (2)$$

где $p_n = \sqrt{2m(E + n\hbar\omega)}$ – импульс электрона в канале с поглощением (при $n > 0$) или излучением (при $n < 0$) $|n|$ фотонов, \mathcal{A}_n – амплитуда рассеяния в n -м канале и суммирование по n включает все открытые каналы с $E_n = (E + n\hbar\omega) > 0$.

Точное решение уравнения (1) возможно, моделируя атомный потенциал потенциалом нулевого радиуса (ПНР),

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{\kappa m} \delta(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial r} r, \quad (3)$$

допускающим одно слабосвязанное состояние $\phi_{E_0}(\mathbf{r})$ с энергией $E_0 = -\hbar^2 \kappa^2 / 2m$. Укажем, что в данной задаче использование ПНР значительно более оправдано, чем в случае НПИ или ГВГ, вследствие короткодействующего характера потенциала нейтрального атома. Ниже мы используем безразмерные единицы: энергии (в том числе, U_p) и частота ω измеряются в единицах $|E_0|$ и $|E_0|/\hbar$, а амплитуда поля F – в единицах $F_0 = \sqrt{2m|E_0|^3}/|e|\hbar$. (Например, при рассеянии на атоме водорода имеем: $|E_0| = 0.754 \text{ эВ} = 0.0277 \text{ ат. ед.}$ – энергия связи иона H^- , а $F_0 = 3.362 \cdot 10^7 \text{ В/см} = 6.52 \cdot 10^{-3} \text{ ат. ед.}$) В модели ПНР задача сводится к вычислению Фурье-коэффициентов f_k , определяющих поведение волновой функции рассеяния $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ при $\mathbf{r} \rightarrow 0$:

$$\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)|_{\mathbf{r} \rightarrow 0} = \left(\frac{1}{r} - 1\right) f(t) = \left(\frac{1}{r} - 1\right) \sum_k f_k e^{ik\omega t}, \quad (4)$$

поскольку с использованием известного выражения для $G^{(+)}(\mathbf{r}, t; 0, t')$ амплитуда \mathcal{A}_n в (2) может быть представлена в виде (ср. с результатами [6] для случая циркулярной поляризации поля $\mathbf{F}(t)$)

$$\mathcal{A}_n = \sum_{m,s} i^m e^{im\tilde{\phi}_n} f_{2s-n-m} J_s \left(l \frac{U_p}{2\omega} \right) \times \\ \times J_m \left(\frac{2F}{\omega^2} |\mathbf{e} \cdot \mathbf{p}_n| \right), \quad e^{i\tilde{\phi}_n} = \frac{\mathbf{e} \cdot \mathbf{p}_n}{|\mathbf{e} \cdot \mathbf{p}_n|}, \quad (5)$$

а дифференциальное сечение рассеяния есть

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{p_n}{p} |\mathcal{A}_n|^2. \quad (6)$$

Система линейных неоднородных уравнений для f_k следует из уравнения (1) с учетом граничного условия (4) (см. аналогичные вычисления в [7] для случая ионизации из состояния $\phi_{E_0}(\mathbf{r})$ в ПНР):

$$\left(1 + i\sqrt{\mathcal{E}_{n,\delta}} + M_{n,n}(\mathcal{E}_{0,\delta})\right) f_{2n+\delta} + \\ + \sum_{m \neq n} M_{n,m}(\mathcal{E}_{0,\delta}) f_{2m+\delta} = c_{2n+\delta}, \quad (7)$$

где

$$c_k = -i^k \sum_s e^{i(2s+k)\tilde{\phi}} J_s \left(l \frac{U_p}{2\omega} \right) J_{k+2s} \left(\frac{2F}{\omega^2} |\mathbf{e} \cdot \mathbf{p}| \right), \\ M_{n,m}(\mathcal{E}_{0,\delta}) = \frac{i^{(m-n)}}{\sqrt{4\pi i}} \int_0^{\infty} \frac{d\tau}{\tau^{3/2}} e^{i(\mathcal{E}_{0,\delta} - (n+m)\omega)\tau} \times \\ \times \left\{ e^{iz} J_{n-m}(lz - l(U_p/\omega) \sin \omega\tau) - \delta_{n,m} \right\}, \quad (8) \\ z = \frac{4U_p}{\omega^2 \tau} \sin^2 \frac{\omega\tau}{2}, \quad e^{i\tilde{\phi}} = \frac{\mathbf{e} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{e} \cdot \mathbf{p}|},$$

$\mathcal{E}_{n,\delta} = p^2 - (2n+\delta)\omega$, а значение $\delta = 0$ (1) соответствует четным (нечетным) значениям k . Отметим, что коэффициенты f_k с четными и нечетными k определяются независимо друг от друга (в случае ионизации падающая волна $\chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ в (1) отсутствует и граничное условие (4) содержит лишь коэффициенты f_k с четными k [7]). Численные значения f_k получают решением “обрезанной” по n системы уравнений (7), причем скорость сходимости по n (число учитываемых коэффициентов) зависит от F , ω и p .

Точные соотношения (5) – (8) допускают аналитический анализ в ряде предельных случаев. В частности, пренебрегая в (7) недиагональными матричными элементами $M_{n,m}$, имеем:

$$f_{2n+\delta}^{(0)} = \frac{c_{2n+\delta}}{1 + M_{n,n}(\mathcal{E}_{0,\delta}) + i\sqrt{\mathcal{E}_{n,\delta}}}. \quad (9)$$

Отметим, что в слабом поле ($F^2 \ll \omega^3$ или $U_p = F^2/2\omega^2 \ll \omega$) $M_{m,n} \sim F^{2(|m-n|+\delta_{m,n})}$. При циркулярной поляризации $\mathbf{F}(t)$ ($l = 0$) недиагональные матричные элементы равны нулю и приближение (9) совпадает с точным выражением для f_k , подстановка которого в (5) дает известный результат [6] для циркулярно-поляризованного поля. При $0 < l \leq 1$ полюсы коэффициентов $f_k^{(0)}$ в комплексной плоскости E (нули знаменателя в (9)) дают уравнение для комплексной квазиэнергии, мнимая часть которой совпадает с шириной уровня $\phi_{E_0}(\mathbf{r})$ в приближении Келдыша в теории многофотонной ионизации [7]. Пренебрегая $M_{n,n}$ в (9), можно получить простые замкнутые выражения для $d\sigma_n/d\Omega$ в борновском и/или низкочастотном пределах, когда можно пренебречь членом

$(2n + \delta)\omega$ в $\sqrt{\mathcal{E}_{n,\delta}} = \sqrt{p^2 - (2n + \delta)\omega}$. Так, в низкочастотном случае имеем:

$$f_k^{(KW)} = \frac{c_k}{1 + ip}, \quad (10)$$

где $(1 + ip)^{-1}$ – точная амплитуда упругого рассеяния в модели ПНР. Подставляя (10) в (5) и учитывая свойство ортогональности функций Бесселя

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} J_{\nu+k}(u)J_k(u) = \delta_{\nu,0},$$

получаем

$$\frac{d\sigma_n^{KW}}{d\Omega} = \frac{p_n}{p(1+p^2)} J_n^2 \left(\frac{2F}{\omega^2} |\mathbf{e} \cdot (\mathbf{p} - \mathbf{p}_n)| \right), \quad (11)$$

что совпадает с результатом Кролла–Ватсона [8]. Для быстрых электронов ($p \gg 1$ или $p \gg \sqrt{2m|E_0|}$ в абс. ед.) можно пренебречь единицей в знаменателях (10) и (11), что дает результат Бункина–Федорова [9] для модели ПНР. Анализ показывает, что основное различие результатов [8, 9] с точными обусловлено пренебрежением в (9) недиагональными матричными элементами $M_{n,m}$, которые описывают эффекты высших порядков по взаимодействию с атомным потенциалом (эффекты перерассеяния). В низшем порядке учет перерассеяния соответствует итерации системы (7) на базе нулевого приближения (9):

$$f_{2n+\delta}^{(1)} = \frac{c_{2n+\delta} - \sum_{m \neq n} M_{n,m}(\mathcal{E}_{0,\delta}) f_{2m+\delta}^{(0)}}{1 + M_{n,n}(\mathcal{E}_{0,\delta}) + i\sqrt{\mathcal{E}_{n,\delta}}}. \quad (12)$$

В модели ПНР приближение (12) эквивалентно учету первой поправки по атомному потенциалу к амплитуде НПИ в приближении Келдыша. Как показывают численные расчеты (см. ниже), для частот $\omega < 1$ приближение (12) обеспечивает высокую точность в широком интервале интенсивностей поля (различие с точными результатами составляет менее 5%).

Поскольку эффекты перерассеяния наиболее существенны при линейной поляризации $\mathbf{F}(t)$, для представления численных результатов выбран случай наиболее простой геометрии, когда начальный импульс электрона \mathbf{p} направлен вдоль оси линейной поляризации и угловое распределение рассеянных электронов зависит лишь от угла θ между \mathbf{p} и \mathbf{p}_n . На рис.1 показана зависимость сечения рассеяния вперед ($\theta = 0$) от числа поглощенных (излученных) фотонов, рассчитанная по формуле (11) и точным формулам (5) – (8) для частоты $\omega = 0.155$, начальной энергии электрона $E = 20.5\omega$ и двух значений амплитуды поля $F = 0.4$ и $F = 0.6$ (для рассеяния на

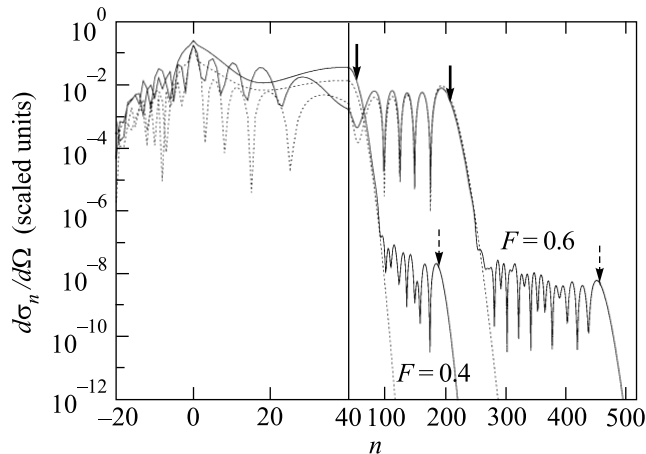


Рис.1. Зависимость сечения рассеяния на нулевой угол (в безразмерных единицах; см. текст) от числа n поглощенных (излученных) фотонов для $\omega = 0.155$, $E = 20.5\omega = 3.1775$, $F = 0.4$ ($U_p = 3.33 = 21.48\omega$) и $F = 0.6$ ($U_p = 7.49 = 48.34\omega$). Сплошные линии: точный результат; штриховые – приближение (11). Сплошные (пунктирные) стрелки соответствуют обрыву K – (R)–плато согласно оценкам (15), (19)

атоме водорода указанные параметры соответствуют частоте CO_2 -лазера, начальной энергии электрона $E = 2.4$ эВ и интенсивностям $I \approx 2.4 \cdot 10^{11}$ Вт/см² и $5.4 \cdot 10^{11}$ Вт/см²; отметим, что при таких интенсивностях вероятность туннельной ионизации водорода пренебрежимо мала, так что эффектами ионизации атомов мишени в процессе рассеяния можно пренебречь). Ярко выраженной особенностью рис.1 является наличие двух плато в зависимости сечения от числа поглощенных фотонов. Первое плато (при малых n) имеет место как в точном, так и в приближенном результатах и на 5–6 порядков выше второго. Совершенно аналогичная ситуация наблюдается в спектрах НПИ (см., например, [3]), где первое плато хорошо описывается в приближении Келдыша (мы будем называть его K -плато), а второе – эффектами перерассеяния (R -плато). Численный анализ показывает, что при фиксированных E и ω длина K - и R -плато в электронном рассеянии увеличивается с ростом F , причем n_{max}^R возрастает значительно быстрее, чем n_{max}^K . Напротив, с увеличением энергии электрона E длина (по n) обоих плато уменьшается, причем K -плато уменьшается значительно быстрее, чем R -плато. Так, при $F = 0.4$ и энергии $E = 30.5\omega = 1.42U_p$ сечение плавно затухает с ростом n вплоть до возникновения R -плато (то есть K -плато практически исчезает, в то время как R -плато все еще имеет длину $n_{\text{max}}^R \approx 100$). За-

висимость $d\sigma_n/d\Omega$ от n для энергии $E = 150.5\omega$ и $F = 0.4, 0.5$ ($U_p = 21.48\omega, 33.57\omega$) показана на рис.2. Как видно, при этих параметрах K -плато уже полнос-

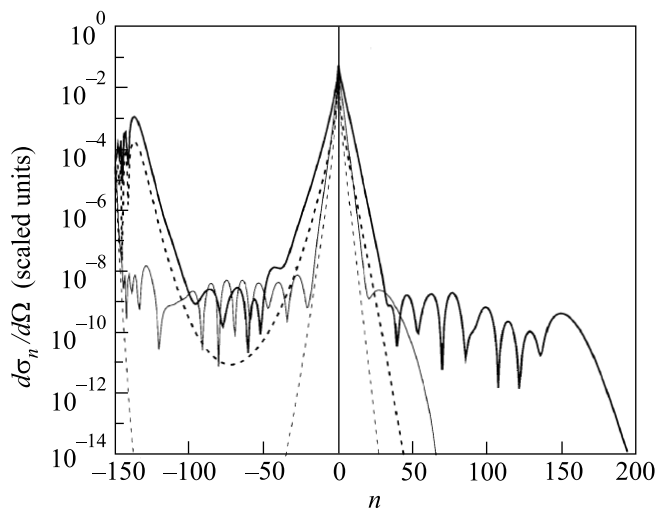


Рис.2. То же, что и на рис.1, но для $E = 150.5\omega = 23.3275$, $F = 0.4$ ($U_p = 3.33 = 21.48\omega$) (тонкие линии) и $F = 0.5$ ($U_p = 5.2 = 33.57\omega$) (жирные линии)

тью отсутствует, а R -плато возникает лишь в достаточно сильных полях $F \gtrsim 0.5$. Другой характерной особенностью сечения при высоких энергиях является возникновение R -плато и в процессе вынужденного излучения ($n < 0$) в широкой области значений n , для которых приближения Кролла–Ватсона и Бункина–Федорова дают глубокий минимум и значительно отличаются от точных результатов.

С увеличением угла рассеяния структура спектра рассеянных электронов существенно изменяется, поскольку с ростом θ роль эффектов перерассеяния ослабевает. Структура плато при различных θ показана на рис.3. Как уже отмечалось, при $\theta = 0$ и значениях E , F и ω , указанных на рис.3, K -плато отсутствует. Однако с ростом θ длина R -плато уменьшается, в то время как, начиная с $\theta \sim \pi/3$, отчетливо проявляются эффекты K -плато, которое маскирует R -плато при $\theta > \pi/2$ и полностью определяет спектр рассеянных электронов при больших углах. Аналогичная ситуация возникает и при других значениях параметров, так что рассеяние на большие углы хорошо описывается формулой (11). Укажем однако, что область $\Delta\theta$ малых углов, в которой приближение (11) неприменимо (область “критической геометрии”, когда переданный импульс $\mathbf{p} - \mathbf{p}_n$ перпендикулярен плоскости поляризации поля и аргумент функции Бесселя в (11) близок к нулю), существенно расширяется с ростом n и может достигать $\Delta\theta \sim \pi/2$.

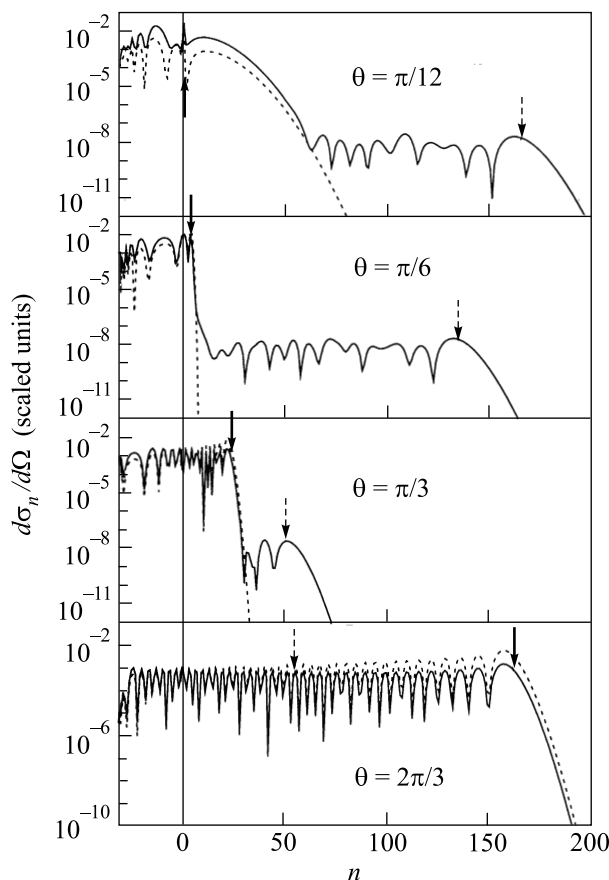


Рис.3. Зависимость $d\sigma_n/d\Omega$ от n для ряда значений угла рассеяния θ , указанных на рисунке. $F = 0.4$, $\omega = 0.155$, $E = 30.5\omega$. Сплошные линии: точный расчет, штриховые – приближение (11). Сплошные (пунктирные) стрелки соответствуют квазиклассическим оценкам обрыва K –(R)–плато (см. текст)

Приведенные выше результаты допускают простую качественную интерпретацию в рамках квазиклассического рассмотрения аналогично интерпретации эффектов плато в спектрах ГВГ [1], НПИ [10] и электрон-ионной рекомбинации [4]. Классические уравнения, используемые в таком анализе, являются уравнениями для перевальных точек при квазиклассическом вычислении интегралов в амплитуде рассматриваемого процесса (см., например, [11]). Ограничиваясь случаем одномерного движения электрона вдоль направления линейной поляризации поля $\mathbf{F}(t)$ (рассеяние вперед – назад), для оценки точки обрыва K -плато (n_{\max}^K) можно использовать уравнение, выражающее закон сохранения кинетической энергии электрона в поле при столкновении с рассеивающим центром в момент времени t :

$$\left[p + \frac{1}{c}A(t)\right]^2 = \left[k(t) + \frac{1}{c}A(t)\right]^2, \quad (13)$$

где $A(t) = -(cF/\omega) \sin \omega t$ – векторный потенциал, а p и $k(t)$ – импульсы до и после столкновения, соответственно. Решение уравнения (13),

$$k(t) = -p - 2\frac{A(t)}{c}, \quad (14)$$

позволяет вычислить максимальную энергию, получаемую электроном в результате акта взаимодействия с рассеивающим центром:

$$n_{\max}^K \omega \equiv \max(k(t)^2 - p^2) = 8U_p \mp 4\sqrt{2U_p E}, \quad (15)$$

где знаки минус и плюс соответствуют рассеянию вперед и назад. Таким образом, при рассеянии вперед K -плато в спектре тормозного поглощения исчезает при $E \geq 2U_p$. Укажем, что результат (15) можно также получить и более формально, приравняв аргумент и индекс функции Бесселя в (11), что соответствует области перехода от осциллирующего к затухающему поведению $J_n(x)$. Как показывают численные результаты на рис.1–3, оценка (15) хорошо согласуется с точным квантовым расчетом. Поскольку разница в длине K -плато при рассеянии назад и вперед пропорциональна pF/ω^2 и достигает большой величины в сильном низкочастотном поле, это объясняет существенное преобладание рассеяния назад при поглощении большого числа фотонов.

Оценку точки обрыва R -плато (n_{\max}^R) можно получить в идеологии перерассеяния, рассматривая в начале столкновение электрона с рассеивающим центром в момент времени t , затем движение в поле волны в интервале от t до $t + \tau$ и повторное рассеяние (перерассеяние) в момент времени $t + \tau$. Указанному трехступенчатому процессу соответствует следующая система уравнений:

$$\left[p + \frac{1}{c}A(t)\right]^2 = [\tilde{k}(t) + \frac{1}{c}A(t)]^2, \quad (16)$$

$$\int_t^{t+\tau} [\tilde{k}(t') + \frac{1}{c}A(t')] dt' = 0, \quad (17)$$

$$[\tilde{k}(t + \tau) + \frac{1}{c}A(t + \tau)]^2 = [k(t + \tau) + \frac{1}{c}A(t + \tau)]^2, \quad (18)$$

где уравнения (16) и (18) аналогичны (13) и соответствуют сохранению кинетической энергии при столкновениях в моменты времени t и $t + \tau$, а (17) определяет условие возврата электрона к рассеивающему центру в момент перерассеяния $t + \tau$. Совместное решение уравнений (16)–(18) приводит к следующему выражению для максимального значения энергии электрона, $n_{\max}^R \omega \equiv \max(k(t + \tau)^2 - p^2)$, получаемой в процессе “двойного” рассеяния:

$$n_{\max}^R \omega = 8U_p K - E, \quad K = \max(g_{\pm}^2(\tau)), \quad (19)$$

где

$$g_{\pm}(\tau) = \frac{1}{\zeta^2 + s^2} \left[a(\zeta^2 - s^2) \pm 2\zeta s \sqrt{\zeta^2 + s^2 - a^2} \right], \quad (20)$$

$$a = \frac{p\omega}{2F}, \quad \zeta = \frac{s}{\omega\tau} - \cos \frac{\omega\tau}{2}, \quad s = \sin \frac{\omega\tau}{2}.$$

Рассеянию вперед (назад) соответствует функция $g_+(\tau)$ ($g_-(\tau)$) в (20). Коэффициент K достигает максимального значения ($K_{\max} = 1.25$) при $a \rightarrow 0$, что соответствует малым энергиям начального электрона и/или сверхсильному низкочастотному полю. В этом случае максимальная энергия, набираемая электроном в поле, равна $10U_p$, как и для высокоэнергетических фотоэлектронов в процессе НПИ [10]. Для противоположного случая, $a \gtrsim 1$ (или $E \gtrsim 8U_p$), коэффициент $K \lesssim 1$ и быстро затухает с ростом a . Отметим, что для $E > 10U_p$ вещественные решения классических уравнений отсутствуют (функции $g_{\pm}(\tau)$ становятся комплексными), что соответствует отсутствию эффектов перерассеяния вследствие невозможности возврата электрона к рассеивающему центру (ср. [4] для случая рекомбинации и [10] для НПИ). Укажем также, что для электронов с энергией $E \gtrsim 0.1U_p$ при рассеянии назад ($\theta = \pi$) $n_{\max}^K > n_{\max}^R$, то есть менее “интенсивное” R -плато, обусловленное перерассеянием, полностью маскируется K -плато, соответствующим однократному (“прямому”) рассеянию, см. рис.3.

Приведенные результаты показывают, что корректный учет атомного потенциала существенным образом определяет картину электрон-атомного рассеяния в сильном лазерном поле и обуславливает платообразную структуру в спектре рассеянных электронов при рассеянии на малые углы. Эффекты плато в вынужденных тормозных процессах имеют ту же природу, что и в других процессах взаимодействия атомов с сильным лазерным полем.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке CRDF и Минобразования РФ (грант # VZ-010-0), а также за счет грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17843, Конкурсного центра Минобразования РФ # E00-3.2-515 и Национального научного фонда США # PHY-0070980 (A. F. S.).

1. М. Ю. Кучиев, Письма в ЖЭТФ **45**, 319 (1987); K. J. Schafer, B. Yang, L. F. DiMauro, and K. C. Kulander, Phys. Rev. Lett. **70**, 1599 (1993); P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993).
2. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
3. P. Salières, B. Garrè, L. LeDèroff et al., Science **292**, 902 (2001).

4. D. B. Milošević and F. Ehlötzky, *Phys. Rev.* **A65**, 042504 (2002).
5. N. L. Manakov, V. D. Ovsiannikov, and L. P. Rapoport, *Phys. Rep.* **141**, 319 (1986).
6. I. J. Berson, *J. Phys.* **B8**, 3078 (1975).
7. Н. Л. Манаков, А. Г. Файнштейн, *ЖЭТФ* **79**, 751 (1980).
8. N. M. Kroll and K. M. Watson, *Phys. Rev.* **A8**, 804 (1973).
9. Ф. В. Бункин, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **49**, 1215 (1965).
10. G. G. Paulus, W. Becker, W. Nicklich, and H. Walther, *J. Phys.* **B27**, L703 (1994).
11. M. Lewenstein, K. C. Kulander, K. J. Schafer, and P. H. Bucksbaum, *Phys. Rev. A* **51**, 1495 (1995).