

Пороговые явления в электрон-атомном рассеянии в лазерном поле

Н. Л. Манаков, А. Ф. Старас*¹⁾, А. В. Флегель, М. В. Фролов

Воронежский государственный университет, 394006 Воронеж, Россия

*The University of Nebraska, Lincoln, NE 68588-0111, USA

Поступила в редакцию 19 ноября 2007 г.

После переработки 13 декабря 2007 г.

Развита теория эффективного радиуса для описания процессов многофотонного тормозного поглощения и испускания лазерного излучения при рассеянии электронов на атомах в лазерном поле. При энергиях электрона, соответствующих порогам вынужденного тормозного испускания (то есть кратных энергии фотона), установлено существенное резонансно-подобное увеличение сечений многофотонного поглощения в области плато. Показано, что этот эффект обусловлен модифицированными лазерным полем пороговыми явлениями (пороговые аномалии База) в сечениях многоканальных реакций.

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

Эффекты плато (то есть слабой зависимости сечений многофотонных процессов от числа n поглощаемых фотонов в широком интервале n) являются одними из наиболее интересных нелинейных явлений во взаимодействии сильного лазерного поля с атомами и молекулами. Платообразные структуры в энергетическом спектре фотоэлектронов при надпороговой ионизации (НПИ) и спектре генерируемого излучения при генерации высших гармоник (ГВГ) лазерной накачки активно исследуются уже более 10 лет (см., например, обзор [1]). Наличие плато в спектрах многофотонного тормозного поглощения при электрон-атомном рассеянии было установлено как для линейной [2], так и для циркулярной поляризации лазерного поля [3], моделируя атомный потенциал $U(\mathbf{r})$ потенциалом нулевого радиуса. Хотя наличие плато и позволяет существенно продвинуться в области экспериментального наблюдения высокоэнергетических электронов и высших гармоник, абсолютная величина n -фотонных сечений в области плато на несколько порядков меньше, чем в области малых n . Поэтому важное значение имеет поиск механизмов усиления сечений в области плато. Для процессов НПИ и ГВГ такое усиление возможно путем варьирования интенсивности лазерного поля вблизи порога низшего канала многофотонной ионизации. Как показано в [4–6] (для НПИ) и [5, 7] (для ГВГ) на примере электрона, связанного короткодействующими силами (отрицательные ионы), усиления обусловлены известными пороговыми явлениями при закрытии одного из каналов многоканальной реакции [8, 9] (см. также квазиклассическую интерпретацию указанных явлений

в терминах интерференции классических траекторий электрона в лазерном поле [10]).

Пороговые явления могут иметь место и в электрон-атомном рассеянии в лазерном поле, поскольку этот процесс является существенно многоканальным: возможные каналы рассеяния электрона с импульсом \mathbf{p} и энергией $E = p^2/2m$ в состоянии с энергиями $E_n = E + n\hbar\omega$ соответствуют поглощению ($n > 0$), упругому рассеянию ($n = 0$) и вынужденному излучению ($n < 0$) фотонов, причем в последнем случае число испускаемых фотонов ограничено пороговым значением $|n_{\min}| = [E/\hbar\omega]$ ($[x]$ означает целую часть x). Поэтому, в отличие от НПИ и ГВГ, пороговые условия при рассеянии не зависят от интенсивности поля, а достигаются варьированием энергии электрона E (или частоты поля ω) так, чтобы выполнялось соотношение $E = \mu\hbar\omega$ ($\mu = 1, 2, \dots$), соответствующее порогу многофотонного излучения с $n_{\min} = -\mu$. Согласно общей теории [8, 9], в этом случае пороговые аномалии возможны в принципе во всех каналах с $n > n_{\min}$, однако их характер и область n , в которой пороговая модификация сечений значительная, зависят от типа процесса и параметров задачи и не могут быть установлены из общих соображений.

В данной заметке теория эффективного радиуса [9] для упругого рассеяния электрона на короткодействующем потенциале $U(\mathbf{r})$ обобщается на случай рассеяния в присутствии лазерного поля и используется для анализа пороговых явлений в процессах многофотонного тормозного поглощения и испускания лазерных фотонов. В таком подходе электрон-атомное взаимодействие учитывается через длину рассеяния и эффективный радиус, а взаимодействие

¹⁾A.F. Starace.

электрона с лазерным полем учитывается точно. Показано, что амплитуда рассеяния как функция энергии имеет корневые точки ветвления на порогах вынужденного тормозного излучения, а в спектре рассеянных электронов наблюдаются все 4 типа пороговых аномалий, описанных Базем [8], причем пороговые эффекты наиболее существенны в области плато для процесса многофотонного поглощения.

Волновые функции рассеяния в теории эффективного радиуса. Волновая функция электрона с энергией E и асимптотическим импульсом \mathbf{p} в потенциале $U(r)$ и световом поле с электрическим вектором $\mathbf{F}(t) = \mathbf{F} \cos \omega t$ имеет вид $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\epsilon t/\hbar) \Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$, где $\epsilon = E + u_p$ — квазиэнергия, $u_p = e^2 F^2 / 4m\omega^2$ — средняя колебательная энергия электрона в поле, а периодическая по времени функция $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ есть решение уравнения Шредингера

$$\left[i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon + \frac{\hbar^2}{2m} \Delta - U(r) - V(\mathbf{r}, t) \right] \Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (1)$$

где $V(\mathbf{r}, t) = |e|(\mathbf{r} \cdot \mathbf{F}(t))$. Функция $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ имеет вид

$$\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) + \Phi_{\mathbf{p}}^{(sc)}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где падающая волна $\chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ есть периодическая часть известной волновой функции $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ свободного электрона в поле: $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\epsilon t/\hbar) \chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$, а асимптотика рассеянной волны $\Phi_{\mathbf{p}}^{(sc)}(\mathbf{r}, t)$ определяет амплитуду $\mathcal{A}_n(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n)$ и сечение рассеяния:

$$\Phi_{\mathbf{p}}^{(sc)}(\mathbf{r}, t) \Big|_{r \rightarrow \infty} = \sum_{n=n_{\min}}^{\infty} \mathcal{A}_n r^{-1} e^{ip_n r/\hbar - i\omega t}, \quad (3)$$

$$d\sigma_n/d\Omega_{\mathbf{p}_n} = (p_n/p) |\mathcal{A}_n(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n)|^2, \quad (4)$$

где $p_n = \sqrt{2m(E + n\hbar\omega)}$.

Для короткодействующего потенциала $U(r)$ (с радиусом действия $r \approx r_c$) решение уравнения (1) можно получить методом, аналогичным использованному для расчета квазистационарных состояний слабосвязанного электрона в постоянном электрическом поле [11, 12] и в поле световой волны [13]. Пусть $U(r)$ поддерживает слабосвязанное состояние с орбитальным моментом l и энергией $E_0 = -\hbar^2 \kappa^2 / 2m$, так что $r_c \ll \kappa^{-1}$. В этом случае для волновой функции $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ может быть записано следующее граничное условие в области $r_c \lesssim r \ll \kappa^{-1}$ (сравни [13]):

$$\int \Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) Y_{l,m}^*(\hat{\mathbf{r}}) d\Omega_{\hat{\mathbf{r}}} \sim \sum_{s=-\infty}^{\infty} [r^{-l-1} + \dots + B_l(\epsilon + s\hbar\omega) r^l] f_s^{(m)} e^{-is\omega t}, \quad (5)$$

где $f_s^{(m)}$ — коэффициенты Фурье некоторой периодической функции $f_{\mathbf{p}}^{(m)}(t) = \sum_s f_s^{(m)} e^{-is\omega t}$, определяющей проекцию $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ на сферическую функцию

$Y_{l,m}(\hat{\mathbf{r}})$ и играющей центральную роль в дальнейшем рассмотрении, а коэффициент $B_l(E)$, содержащий фазу рассеяния δ_l на потенциале $U(r)$, параметризуется через длину рассеяния a_l и эффективный радиус r_l согласно теории эффективного радиуса:

$$(2l-1)!!(2l+1)!! B_l(E) \equiv k^{2l+1} \text{ctg} \delta_l(k) = -1/a_l + r_l k^2/2, \quad k^2 = 2mE/\hbar^2. \quad (6)$$

В соответствии с (3) и (5), вне области действия потенциала $U(r)$ (при $r > r_c$) рассеянная волна $\Phi_{\mathbf{p}}^{(sc)}(\mathbf{r}, t)$ в (2) должна содержать расходящиеся сферические волны при $r \rightarrow \infty$ и иметь сингулярность $\sim r^{-l-1}$ при $r \rightarrow 0$. Аналогично [13], такое решение уравнения (1) с $U(r) = 0$ может быть записано через запаздывающую функцию Грина $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ свободного электрона в поле $\mathbf{F}(t)$ следующим образом:

$$\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) + \sum_{m'=-l}^l \bar{\Phi}_{\mathbf{p}}^{(m')}(\mathbf{r}, t), \quad (7)$$

$$\bar{\Phi}_{\mathbf{p}}^{(m')}(\mathbf{r}, t) = -(2\pi\hbar^2)/(m\kappa) \int_{-\infty}^t dt' e^{i\epsilon(t-t')/\hbar} \times f_{\mathbf{p}}^{(m')}(t') \mathcal{Y}_{l,m'}(\nabla_{\mathbf{r}'}) G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') \Big|_{\mathbf{r}'=0}, \quad (8)$$

где дифференциальный оператор $\mathcal{Y}_{l,m}(\nabla_{\mathbf{r}})$ получается из шаровой функции $\mathcal{Y}_{l,m}(\mathbf{r})$ подстановкой $\mathbf{r} \rightarrow \nabla_{\mathbf{r}}$. Уравнение для функции $f_{\mathbf{p}}^{(m)}(t)$ следует из сшивания проекции функции (7) на сферическую функцию $Y_{l,m}(\hat{\mathbf{r}})$ с граничным условием (5) при малых r .

Ниже мы приведем результаты для наиболее интересных случаев $l = 0$ (“ s -рассеяние”) и $l = 1$ (“ p -рассеяние”), которые соответствуют рассеянию на атомах, образующих отрицательные ионы с внешними s и p электронами. Кроме того, мы будем использовать безразмерные единицы: амплитуда поля F измеряется в единицах $F_0 = \sqrt{2m|E_0|^3}/|e|\hbar$, а энергия и частота в единицах $|E_0|$ и $|E_0|/\hbar$.

s -рассеяние. В этом случае оператор дифференцирования в (8) отсутствует и результат для $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ формально совпадает с результатом для потенциала нулевого радиуса [2] с тем отличием, что уравнение для $f_{\mathbf{p}}(t) \equiv f_{\mathbf{p}}^{(m=0)}(t)$ содержит эффективный радиус r_0 . Это уравнение удобно переписать в виде системы линейных неоднородных алгебраических уравнений для коэффициентов Фурье f_s функции $f_{\mathbf{p}}(t)$, которая распадается на две несвязанные системы: одна для коэффициентов $f_s \equiv f_{2k+\delta}$ с четными индексами s ($\delta = 0$), другая — с нечетными ($\delta = 1$):

$$\zeta(E_{2k+\delta}) f_{2k+\delta} = c_{2k+\delta} + \sum_{k'=-\infty}^{\infty} M_{k,k'}(E_{\delta}) f_{2k'+\delta}, \quad (9)$$

где $E_p = E + p\omega$,

$$\zeta(E) = -i\sqrt{E+u_p} - 1 + \frac{r_0}{2}(1+E+u_p). \quad (10)$$

Величины $c_{2k+\delta}$ в (9) являются коэффициентами Фурье функции $c_{\mathbf{p}}(t) \equiv \chi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}=0, t)$:

$$c_s = i^s \mathcal{J}_{-s} \left(\frac{2Fp}{\omega^2} \cos \theta, \frac{u_p}{2\omega} \right), \quad (11)$$

где $\mathcal{J}_n(\alpha, \beta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n+2m}(\alpha) J_m(\beta)$ – обобщенная функция Бесселя [14], θ – угол между \mathbf{p} и \mathbf{F} . Матричные элементы $M_{k,k'}$ в (9) могут быть записаны через одномерные интегралы от функций Бесселя (см. [2]), однако для анализа пороговых явлений их удобно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} M_{k,k'}(E) = & \\ = i\delta_{k,k'} & \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left(\frac{u_p}{2\omega} \right) \sqrt{E+2(k+n)\omega} - \sqrt{\epsilon} \right] + \\ + \frac{1}{T^2} & \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^T dt \int_0^T dt' e^{i[(k'-k)\omega t - n\omega t' + \frac{u_p}{\omega} \cos \omega t \sin \omega t']} \\ \times & \left[\frac{e^{ix(t,t')\sqrt{E+(k+k'+n)\omega}} - 1}{x(t,t')} - i\delta_{k,k'} \sqrt{E+2k\omega} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

$$T = 2\pi/\omega, \quad x(t, t') = \frac{4F}{\omega^2} \sin \frac{\omega t}{2} \sin \frac{\omega t'}{2}.$$

Результат (12) получен с использованием квазиэнергетического представления функции Грина электрона в световом поле [15, 16] вместо нестационарной функции Грина G для записи волновой функции $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ в (8).

При известном решении системы уравнений (9) (которое в общем случае может быть получено только численно) функция $\Phi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ с $l=0$ в (7), (8) становится полностью определенной, а ее асимптотика (3) при $r \rightarrow \infty$ дает амплитуду s -рассеяния:

$$\mathcal{A}_n^{(s)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n) = \sum_s i^{n-s} f_s \mathcal{J}_{n-s} \left(\frac{2Fp_n}{\omega^2} \cos \theta_n, \frac{u_p}{2\omega} \right), \quad (13)$$

где θ_n – угол между \mathbf{p}_n и \mathbf{F} .

p-рассеяние. Выполняя дифференцирование в (8), для коэффициентов Фурье $f_s^{(m')}$ функции $f_{\mathbf{p}}^{(m')}(t)$ с $l=1$ можно получить систему линейных уравнений, аналогичную (9), однако результаты имеют громоздкий вид и мы ограничимся лишь окончательным выражением для амплитуды:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_n^{(p)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n) = & i^{n-1} \sum_{m=-1}^1 \sum_s (-i)^s f_s^{(m)} \times \\ \times & \left[\mathcal{Y}_{1,m}(\mathbf{p}_n) \mathcal{J}_{n-s} \left(\frac{2Fp_n}{\omega^2} \cos \theta_n, \frac{u_p}{2\omega} \right) - \right. \\ & \left. - \delta_{m0} \frac{F}{\omega} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mathcal{J}_{n-s,1} \left(\frac{2Fp_n}{\omega^2} \cos \theta_n, \frac{u_p}{2\omega} \right) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где $2\mathcal{J}_{n,1}(\alpha, \beta) = \mathcal{J}_{n+1}(\alpha, \beta) + \mathcal{J}_{n-1}(\alpha, \beta)$.

Анализ пороговых явлений. Для анализа зависимости амплитуды $\mathcal{A}_n^{(s)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n)$ от энергии E в окрестности энергий $E = \mu\omega$, соответствующих порогам μ -фотонного излучения, выполним вначале анализ матричного элемента $M_{k,k'}(E)$ в (12). Можно показать, что при разложении в ряд зависящей от E экспоненты в подынтегральном выражении в (12) слагаемые, соответствующие четным степеням разложения, не дают вклада в интегралы по t и t' . Таким образом, $M_{k,k'}(E)$ корневым образом зависит от энергии E , а первая поправка к пороговому значению $M_{k,k'}(E = \mu\omega)$ может быть получена разложением подынтегрального выражения в (12) по степеням $(E - \mu\omega)^{1/2}$ с последующим аналитическим вычислением интегралов по t и t' . В результате матричный элемент $\tilde{M}_{k,k'}(E) \equiv M_{k,k'}(E) - \delta_{k,k'} \zeta(E)$ в окрестности $E = \mu\omega$ принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{M}_{k,k'}(E_{\delta}) \approx & \tilde{M}_{k,k'}((\mu + \delta)\omega) + i\sqrt{E - \mu\omega} \Delta \tilde{M}_{k,k'}, \\ \Delta \tilde{M}_{k,k'} = & (-1)^{k-k'} J_{k+\frac{\mu+\delta}{2}} \left(\frac{u_p}{2\omega} \right) J_{k'+\frac{\mu+\delta}{2}} \left(\frac{u_p}{2\omega} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Как и выше, $\delta = 0$ (1) для четных (нечетных) s, s' , причем четность μ и δ должна быть одинаковой. Это означает, что поведение амплитуды $\mathcal{A}_n^{(s)}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n)$ в окрестности порога излучения четного (нечетного) числа фотонов определяется четными (нечетными) коэффициентами Фурье $f_{2k+\delta}$ функции $f_{\mathbf{p}}(t)$.

Уравнения для поправок $\sim \sqrt{E - \mu\omega}$ к пороговым значениям коэффициентов $f_s^{(\mu)} \equiv f_s(E = \mu\omega)$:

$$f_s(E)|_{E \rightarrow \mu\omega} \approx f_s^{(\mu)} + i\sqrt{E - \mu\omega} \Delta f_s, \quad (16)$$

получаются подстановкой (15), (16) в (9):

$$\sum_{k'} \tilde{M}_{k,k'}((\mu + \delta)\omega) \Delta f_{2k'+\delta} = - \sum_{k'} \Delta \tilde{M}_{k,k'} f_{2k'+\delta}^{(\mu)}.$$

Эта система уравнений для Δf_s существенно упрощается в низкочастотном приближении, поскольку в этом случае можно пренебречь недиагональными элементами $\tilde{M}_{k,k'}$ [2]. Кроме того, в этом случае “пороговые” коэффициенты $f_{2k'+\delta}^{(\mu)}$ также можно учиты-

вать в нулевом приближении (пренебрегая недиагональными матричными элементами $M_{k,k'}$ в (9)):

$$f_{2k+\delta}^{(\mu)} \approx -c_{2k+\delta}^{(\mu)} / \bar{M}_{k,k}((\mu + \delta)\omega). \quad (17)$$

В результате для поправки Δf_s получаем:

$$\Delta f_{2k+\delta} \approx \frac{1}{\bar{M}_{k,k}((\mu + \delta)\omega)} \sum_{k' \neq k} \frac{\Delta \bar{M}_{k,k'} c_{2k'+\delta}^{(\mu)}}{\bar{M}_{k',k'}((\mu + \delta)\omega)}. \quad (18)$$

Вместе с $f_s(E)$ [см. (16)] корневые точки ветвления на порогах имеет и амплитуда рассеяния в (13):

$$\mathcal{A}_n(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n)|_{E \rightarrow \mu\omega} \approx \mathcal{A}_n^{(\mu)} + i\sqrt{E - \mu\omega} \Delta \mathcal{A}_n, \quad (19)$$

что и приводит к пороговым особенностям сечений $d\sigma_n/d\Omega_{\mathbf{p}_n}$ в каналах с различными n в соответствии с общей теорией пороговых явлений [8, 9].

Численные результаты и обсуждение. На рис.1а показан спектр рассеянных электронов для энергий E

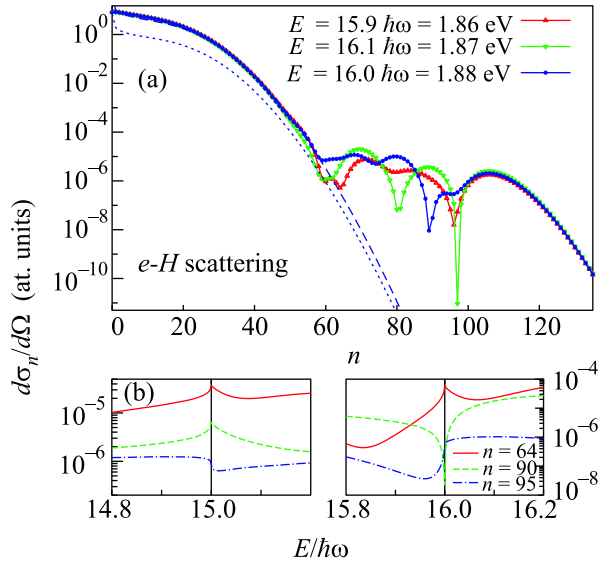


Рис.1. Дифференциальное сечение $d\sigma_n/d\Omega$ e - H -рассеяния на нулевой угол (вдоль направления линейной поляризации излучения: $\theta = \theta_n = 0$) для CO_2 -лазера с $\hbar\omega = 0.117$ эВ ($\lambda = 10,6$ Мкм) и интенсивностью $I = 1.44 \cdot 10^{11}$ Вт/см². (а) Зависимость от числа n поглощенных фотонов для указанных на рисунке энергий E налетающего электрона. Пунктирная и штриховая линии – результаты Бункина-Федорова [17] и Кролла-Ватсона [18]. (б) Зависимость $d\sigma_n/d\Omega$ от энергии E в области четного ($\mu = 16$) и нечетного ($\mu = 15$) порогов вынужденного испускания для ряда значений n , указанных на рисунке

в окрестности порогового значения $E = 16\hbar\omega$ для рассеяния на атоме водорода ($a_0\kappa = 1.453$, $r_0\kappa = 0.623$,

$|E_0| = 0.755$ эВ – энергия связи иона H^-) в поле CO_2 – лазера с интенсивностью $I = 1.44 \cdot 10^{11}$ Вт/см². Из рисунка видно значительное (до порядка величины) различие сечений $d\sigma_n/d\Omega_{\mathbf{p}_n}$ в области плато при изменении энергии всего лишь на ± 0.01 эВ в окрестности $E = 16\hbar\omega$, в то время как в области малых n пороговые аномалии отсутствуют. Пороговые явления незначительны и для процессов вынужденного излучения (см. рис.2), где они приводят к заметному

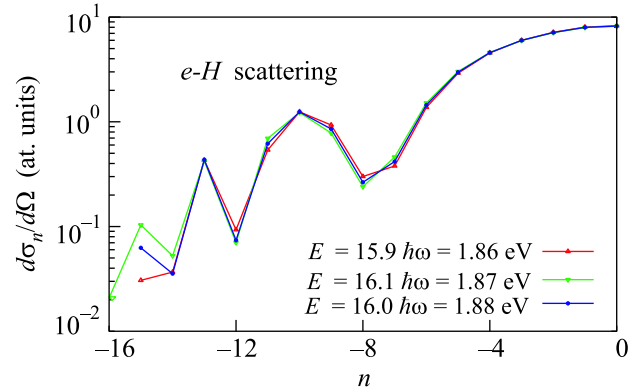


Рис.2. То же, что на рис.1, но для процесса вынужденного тормозного излучения при e - H -рассеянии

изменению сечений лишь в двух каналах, ближайших к закрываемому. Спектр рассеянных электронов для случая p -рассеяния показан на рис. 3а на примере рассеяния на атоме фтора ($a_1\kappa^3 = 0.784$, $r_1\kappa^{-1} = -4.553$, $|E_0(F^-)| = 3.4$ эВ) в поле с $I = 2.2 \cdot 10^{12}$ Вт/см² и $\hbar\omega = 0.688$ эВ для энергий $E \approx 17\hbar\omega$. По сравнению с s -рассеянием, здесь пороговые усиления сечений в области плато выражены более ярко и составляют более порядка величины. Как для s -рассеяния, так и для p -рассеяния при пороговых энергиях в области плато наблюдаются как усиления, так и ослабления сечений в зависимости от n . Это обусловлено различной энергетической зависимостью сечений для разных n в окрестности $E = \mu\omega$: как видно на рис.1б, 3б, эта зависимость может иметь форму пиков (“cusps”) или ступенек (“steps”) в соответствии с теорией Базя [8, 9].

Для интерпретации результатов на рис.1–3 заметим, что, согласно (19), пороговая модификация сечений наиболее существенна в области значений n , для которых регулярная часть амплитуды ($\mathcal{A}_n^{(\mu)}$) сравнима с поправкой $\sim \sqrt{E - \mu\omega}$. Величина $\Delta \mathcal{A}_n$ мала при всех n , поскольку определяется малыми недиагональными матричными элементами $\Delta \bar{M}_{k,k'}$ в (18). В нашем подходе недиагональные матричные элементы $M_{k,k'}$ описывают эффекты взаимодействия между каналами рассеяния с различным числом n по-

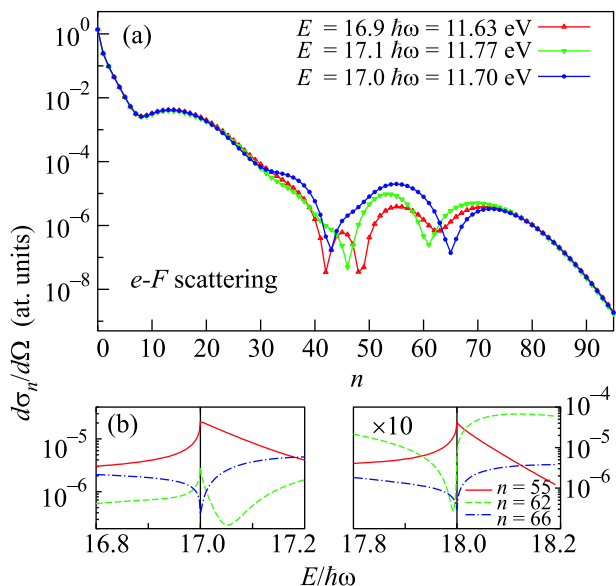


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для e - F -рассеяния в поле с $I = 2.2 \cdot 10^{12}$ Вт/см² и $\hbar\omega = 0.688$ эВ

глощаемых/испускаемых фотонов: согласно (9), эти матричные элементы описывают влияние эффектов высших порядков по взаимодействию рассеиваемого электрона с атомным потенциалом на коэффициенты Фурье f_s функции $f_P(t)$, а следовательно (согласно (13), (14)), и на амплитуды рассеяния с различными n . Более того, сами эффекты плато возникают как результат индуцированного лазерным полем межканального взаимодействия и исчезают при решении системы (9) для коэффициентов f_s в “диагональном” приближении: $M_{k,k'} \approx M_{k,k} \delta_{k,k'}$ [2]. Суммарный вклад этих коэффициентов дает амплитуды рассеяния $\mathcal{A}_n(\mathbf{p}, \mathbf{p}_n)$, которые быстро падают с ростом n и описывают лишь низкоэнергетическую часть электронного спектра на рис. 1а, 3а (как видно из рис. 1а, эта область спектра достаточно хорошо аппроксимируется известными формулами Бункина-Федорова [17] и Кролла-Ватсона [18], в которых эффекты взаимодействия между каналами не учитываются²⁾). Поэтому в области плато амплитуда рассеяния определяется лишь малыми поправками к f_s , происходящими от недиагональных матричных элементов $M_{k,k'}$ в системе уравнений (9). В результате сечения рассеяния в области плато оказываются на несколько порядков ниже, чем при малых n , а $\mathcal{A}_n^{(\mu)}$

²⁾ Различие результатов [17] и [18] на рис. 1а связано с тем, что в данном случае условие применимости для борновского приближения [17] ($|E_0|/E \approx 0.40$) выполняется хуже, чем для низкочастотного приближения [18] ($\hbar\omega/|E_0| \approx 0.15$).

и $\Delta\mathcal{A}_n$ в (19) становятся сравнимыми по величине, что и приводит к аномально большой величине пороговых эффектов в этой области.

Приведенные результаты представляют редкий пример полуаналитического решения задачи о многоканальном рассеянии с точным учетом эффектов взаимодействия между каналами. Этот пример демонстрирует, что пороговые явления при открытии/закрытии низшего канала тормозного излучения могут аномально (на порядки величины!) менять сечения рассеяния в каналах с n -фотонным поглощением. Вместе с результатами для НПИ и ГВГ [4–7] наш анализ показывает, что пороговые явления являются типичными для области плато в сечениях всех атомных фото процессов в сильном лазерном поле. При этом в случае рассеяния пороговые усиления сечений возникают как на четных, так и на нечетных порогах многофотонного испускания, в то время как в НПИ и ГВГ пороговые аномалии имеют место только при закрытии четного (нечетного) канала многофотонной ионизации из связанного состояния с орбитальным моментом $l = 0$ (1) [5, 6].

Авторы благодарны М.В. Федорову за ряд полезных замечаний. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 07-02-00574), гранта Президента РФ # МК-8715.2006.2 (А.В.Ф) и Департамента энергии США (грант DE-FG02-96ER14646).

1. W. Becker, F. Grabson, R. Kopold et al., *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 35 (2002).
2. Н. Л. Манаков, А. Ф. Старас, А. В. Флегель, М. В. Фролов, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 316 (2002).
3. A. V. Flegel, M. V. Frolov, N. L. Manakov, and A. F. Starace, *Phys. Lett. A* **334**, 197 (2005).
4. B. Borca, M. V. Frolov, N. L. Manakov, and A. F. Starace, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 193001 (2002).
5. Н. Л. Манаков, М. В. Фролов, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 536 (2006).
6. K. Krajewska, I. I. Fabrikant, and A. F. Starace, *Phys. Rev. A* **75**, 053407 (2006).
7. B. Borca, A. F. Starace, A. V. Flegel, and N. L. Manakov, *Phys. Rev. A* **65**, 051402(R) (2002).
8. А. И. Базь, *ЖЭТФ* **6**, 709 (1958); А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, М.: Наука, 1971.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Физматлит, 2001.
10. S. V. Popruzhenko, Ph. A. Korneev, S. P. Goreslavski, and W. Becker, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 023001 (2002).

11. Ю. Н. Демков, Г. Ф. Друкарев, *ЖЭТФ* **81**, 1218 (1981).
12. С. П. Андреев, Б. М. Карнаков, В. Д. Мур, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 155 (1983).
13. M. V. Frolov, N. L. Manakov, E. A. Pronin, and A. F. Starace, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 053003 (2003).
14. А. И. Никишов, В. И. Ригус, *ЖЭТФ* **46**, 776 (1964).
15. Н. Л. Манаков, А. Г. Файнштейн, *ТМФ* **48**, 375 (1981).
16. M. V. Frolov, A. V. Flegel, N. L. Manakov, and A. F. Starace, *Phys. Rev. A* **75**, 063408 (2007).
17. Ф. В. Бункин, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **49**, 1569 (1965).
18. N. M. Kroll and K. M. Watson, *Phys. Rev. A* **8**, 804 (1973).