

МЕХАНИЗМ ПЕРЕРАССЕЯНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ РОДИТЕЛЬСКИМ ИОНОМ В РЕЖИМЕ ОПТИЧЕСКОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ

С.П.Гореславский¹⁾, С.В.Попруженко

*Московский инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 августа 1998 г.

После переработки 26 ноября 1998 г.

Рассчитана интерференционная структура угловых распределений в высокоэнергетической части спектра надпороговой ионизации. Идентифицированы составляющие волнового пакета ионизованного электрона, интерферирующие между собой в процессе взаимодействия с родительским ионом. Показано, что усредненное по интерференционным осцилляциям угловое распределение в основном определяется угловой зависимостью эффективного времени взаимодействия.

PACS: 32.80.Rm

Исследования последних лет показали, что в линейно поляризованном лазерном поле спектр фотоэлектронов, регистрируемых вдоль определенного направления, состоит из двух частей с различными свойствами. За начальным участком, который объясняется механизмом прямой, под действием только лазера, надпороговой ионизации, следует "плато", возникающее в процессе взаимодействия (перерасcеяния) инжектированных в континуум и ускоряемых лазерным полем электронов с родительским ионом (см. обзоры [1, 2]). Двухкомпонентная структура наиболее отчетливо выражена в туннельном пределе [3]. Выявленные недавним экспериментом [4] эффекты квантовой интерференции в низкоэнергетической части спектра естественным образом побуждают рассмотреть аналогичный вопрос применительно к распределениям на плато. Расчет с модельным потенциалом нулевого радиуса [5] показал, что в туннельном пределе, при наличии протяженного плато, в спектре вдоль фиксированного направления при всех энергиях видно типичное для интерференции чередование провалов и максимумов. Картина при малых энергиях согласуется с представлениями о механизме возникновения и параметрах интерференционной структуры, которые дает квазиклассический (методом перевала) анализ амплитуды прямой ионизации [4, 6]. Аналогичное сопоставление на плато не проводилось из-за отсутствия квазиклассических выражений для амплитуды ионизации с перерасcеянием. Насколько нам известно, в опубликованной литературе также отсутствует описание интерференционной структуры угловых распределений на плато в условиях туннельного режима.

Ниже мы приводим основные результаты квазиклассического анализа амплитуды ионизации с перерасcеянием, вскрывающие механизм интерференции в спектрально-угловых распределениях фотоэлектронов с энергиями в области развитого плато и показываем, что угловые распределения при таких энергиях имеют такую же четко выраженную интерференционную структуру, как и энергетические спектры в [5].

¹⁾ e-mail: grslv@theor.mephi.msk.su

Мы решаем нестационарное уравнение Шредингера для атома в лазерном поле, полагая, что до включения поля атом находился в связанном состоянии $\psi_0(\mathbf{r}, t) = \psi_0(\mathbf{r}) \exp(iIt)$ с потенциалом ионизации I . Решение ищем в виде $\Psi = \psi_0(\mathbf{r}, t) + \chi(\mathbf{r}, t)$, где новая неизвестная функция $\chi(\mathbf{r}, t)$ удовлетворяет неоднородному уравнению, в котором источник пропорционален начальному состоянию $\psi_0(\mathbf{r}, t)$ и не зависит от атомного потенциала. Удобно перейти к импульсному представлению, полагая

$$\chi(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} C(\mathbf{p}, t) \Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t),$$

где

$$\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \exp \left\{ i\mathbf{p}\mathbf{r} - i \int_{-\infty}^t d\tau \epsilon_{\mathbf{p}}(\tau) \right\}$$

– нерелятивистское волковское состояние. Здесь и ниже используются обозначения: $\hbar = m = -e = 1$; \mathbf{p} – канонический импульс; $\epsilon_{\mathbf{p}}(t) = (\mathbf{p} + \mathbf{p}_F(t))^2/2$ – кинетическая энергия электрона в линейно поляризованном лазерном поле $\mathbf{F}(t) = F\{\sin \omega t, 0, 0\}$ с векторным потенциалом $\mathbf{p}_F(t) = p_F\{\cos \omega t, 0, 0\}$, где $p_F = F/\omega$ и, наконец, $U_p = F^2/4\omega^2$ – пондеромоторный потенциал. В неоднородном интегро-дифференциальном уравнении для $C(\mathbf{p}, t)$ фурье-образ атомного потенциала $V(\mathbf{q})$ присутствует только под знаком интеграла. Рассматривая интегральный член как возмущение, находим решение в виде ряда по степеням атомного потенциала $C(\mathbf{p}, t) = C^{(0)}(\mathbf{p}, t) + C^{(1)}(\mathbf{p}, t) + \dots$ [8]. Решение $C^{(0)}(\mathbf{p}, t)$ представляет собой интеграл по времени от источника (неоднородности), а его предельное значение $C^{(0)}(\mathbf{p}, \infty)$ совпадает с амплитудой ионизации в модели Келдыша-Файсала-Рисса (КФР) [9]. Вклад от первой итерации получается в виде

$$iC^{(1)}(\mathbf{p}, \infty) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \Psi_{\mathbf{p}}^*(0, t) \int d^3k V(\mathbf{p} - \mathbf{k}) \Psi_{\mathbf{k}}(0, t) C^{(0)}(\mathbf{k}, t) \quad (1)$$

и имеет простой смысл – это вычисленная в первом порядке теории возмущений по атомному потенциалу амплитуда рассеяния сформированного ионизацией когерентного пакета волковских состояний $\chi^{(0)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} C^{(0)}(\mathbf{k}, t) \Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, t)$ в конечное волковское состояние $\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$. Свойства пакета $\chi^{(0)}(\mathbf{r}, t)$ описаны в [8]. Если в качестве начального состояния подставить отдельную волковскую волну, выражение (1) совпадает с амплитудой вынужденного тормозного эффекта в борновском приближении [10].

Мы ограничимся туннельным режимом ионизации ($\gamma = \omega(2I)^{1/2}/F < 1$, $\omega < I$, $F < F_a = (2I)^{3/2}$) и вычислим (1), используя ранее полученное [8] в этих условиях решение нулевого приближения

$$C^{(0)}(\mathbf{p}, t) = \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^t dt_0 F^{3/2}(t_0) \delta(\dot{\epsilon}_{\mathbf{p}}(t_0)) \exp \left\{ i\Phi(\mathbf{p}, t_0) - \frac{F_a}{3F(t_0)} \left[1 + \frac{3\epsilon_{\mathbf{p}}(t_0)}{2I} \right] \right\}, \quad (2)$$

где

$$\Phi(\mathbf{p}, t) = It + \int_{-\infty}^t d\tau \epsilon_{\mathbf{p}}(\tau).$$

Дельта-функция в (2) показывает, что переход в состояние с импульсом \mathbf{p} происходит мгновенно, в моменты t_0 , когда $\nu_x(t_0) = p_x + p_F \cos \omega t_0 = 0$. Мгновенный характер перехода представляет собой идеализацию того факта, что время туннелирования составляет малую долю оптического периода. Скорость $\nu_x(t_0)$ обращается в нуль дважды в течение каждого оптического цикла, и вклады этих двух точек интерферируют в амплитуде прямой ионизации. Заметим, что лазерное поле в указанные моменты времени направлено в противоположные стороны.

Интересуясь амплитудой (1) в области плато, где $\epsilon = p^2/2 > (2-3)U_p$, приближенно положим $V(\mathbf{p} - \mathbf{k}) \approx V(p)$ так, как в рассеиваемом пакете в основном представлены состояния с малыми энергиями $k^2/2 \ll (2-3)U_p$. После этого, с учетом δ -функции, интегрирование по импульсам в (1) выполняется аналитически, а оставшийся интеграл по двум временам можно вычислить методом стационарной фазы, поскольку фаза подынтегрального выражения пропорциональна $z_F = 4U_p/\omega \gg 1$. Если учитывать только вещественные стационарные точки (что мы и будем делать), то условия стационарности

$$(\varphi_s - \varphi_0) \cos \varphi_0 - \sin \varphi_s + \sin \varphi_0 = 0, \quad (3)$$

$$\epsilon_{\mathbf{p}}(\varphi_s) = \epsilon_{\mathbf{k}(\varphi_0)}(\varphi_s) \quad (4)$$

тождественны хорошо изученным уравнениям классической модели перерасеяния [11]. В (4) обозначено $\mathbf{k}(\varphi_0) = -p_F\{\cos \varphi_0, 0, 0\}$.

Два уравнения (3), (4) неявно связывают четыре величины: энергию детектируемого электрона $\epsilon = p^2/2$, угол вылета, отсчитанный от направления поляризации, θ и вещественные переменные $\varphi_0 = \omega t_0$ и $\varphi_s = \omega t_s$, которые имеют смысл моментов ионизации и рассеяния соответственно.

В силу свойств $\epsilon(\varphi_0, \theta) = \epsilon(\varphi_0 + 2\pi, \theta)$ и $\epsilon(\varphi_0, \theta) = \epsilon(\varphi_0 + \pi, \pi - \theta)$, вытекающих из уравнений (3), (4), функцию $\epsilon = \epsilon(\varphi_0, \theta)$ достаточно рассмотреть на одном полупериоде. Выберем промежуток $0 < \varphi_0 < \pi$, на котором поле максимально в момент $\varphi_0 = \pi/2$. Для любого φ_0 из промежутка $\pi/2 < \varphi_0 < \pi$ имеется дискретная последовательность корней $\varphi_s = \varphi_s(\varphi_0)$ уравнения (3), отвечающих, вообще говоря, нескольким последовательным возвратам ионизованного электрона к родительскому атому. Поскольку вклад в амплитуду (1) от поздних возвратов быстро убывает из-за расплывания волнового пакета фотоэлектрона, мы в дальнейшем имеем в виду только первый возврат. При $0 < \varphi_0 < \pi/2$ возвраты невозможны. Таким образом, функция $\epsilon = \epsilon(\varphi_0, \theta)$, определенная только во второй четверти рассматриваемого полупериода, где, как видно из рис.1, имеет изолированный максимум. Его величина $10U_p$ при $\theta = 0$ — известная верхняя граница спектра перерасеянных электронов в классической модели. Из наличия максимума у $\epsilon = \epsilon(\varphi_0, \theta)$ сразу следует, что необходимая для получения амплитуды ионизации (1) обратная функция $\varphi_0 = \varphi_0(\epsilon, \theta)$ двузначна. Иными словами, на четверти периода имеются две стационарные точки (φ_{01} и φ_{02} на рис.1), соответствующие ионизации в направлении θ с энергией ϵ . Вклады этих стационарных точек интерферируют в амплитуде перехода (1). Отметим, что интерферирующие волны и инжектируются в континуум, и взаимодействуют с ионом в разные (но достаточно близкие) моменты времени.

Скорость ионизации пропорциональна $|C^{(0)}(\mathbf{p}, \infty) + C^{(1)}(\mathbf{p}, \infty)|^2$, но, поскольку на плато $|C^{(1)}| \gg |C^{(0)}|$, достаточно удержать только $C^{(1)}$. Тогда при наличии двух стационарных точек спектрально-угловое распределение фотоэлектронов, испытавших

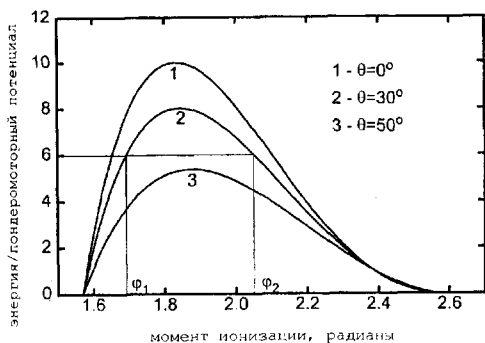


Рис.1. Энергия ионизованного электрона $\epsilon = \epsilon(\varphi_0, \theta)$ в зависимости от момента ионизации $\varphi_0 = \omega t_0$, рассчитанная по уравнениям (3), (4). Кривым 1, 2, 3 соответствуют направления вылета $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 50^\circ$. Вклады стационарных точек φ_{01} и φ_{02} интерферируют в амплитуде ионизации с энергией $\epsilon = 6U_p$ под углом $\theta = 30^\circ$

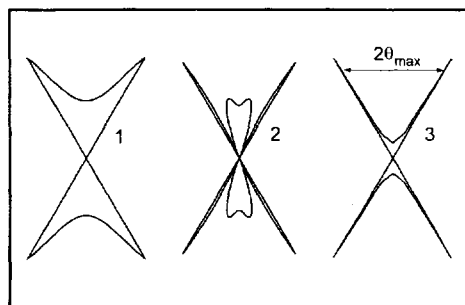


Рис.2. Угловые распределения фотоэлектронов с энергией $\epsilon = 8U_p$, рассчитанные по (5) – (8). Поле поляризовано в вертикальном направлении. Кривые: 1 – без учета, 2 – с учетом интерференционного слагаемого в (5); 3 – результат классической модели [11]. Распределения нормированы на максимальное значение, при этом абсолютные размеры кривой 2 уменьшены вдвое по сравнению с кривой 1. Параметры соответствуют ионизации Xe ($I = 12.1$ эВ) излучением TiSa-лазера ($\hbar\omega = 1.58$ эВ) при интенсивности $2.15 \cdot 10^{14}$ Вт/см² ($\gamma = 0.77, z_F = 25$ и $F/F_a = 0.085$)

перерасеяние, $w_{resc}(\epsilon, \theta) \equiv dW_{resc}/d^3p$, имеет вид

$$w_{resc}(\epsilon, \theta) = w_1 + w_2 + 2\sqrt{w_1 w_2} \cos S_{12}, \quad (5)$$

где вклад отдельной стационарной точки (индекс опущен) равен

$$w = \frac{\omega^2 V^2(\mathbf{p})}{(2\pi)^4 F(\varphi_0) (\varphi_s - \varphi_0)^3} T_{resc}^2(\epsilon, \theta) \exp \left\{ -\frac{2F_a}{3F(\varphi_0)} \right\} \quad (6)$$

и разность фаз между стационарными точками определена как

$$\omega S_{12}(\mathbf{p}) = I(\varphi_{02} - \varphi_{01}) + \int_{\varphi_{*1}}^{\varphi_{*2}} d\varphi \epsilon_p(\varphi) - \int_{\varphi_{02}}^{\varphi_{*2}} d\varphi \epsilon_{\mathbf{k}(\varphi_{02})}(\varphi) + \int_{\varphi_{01}}^{\varphi_{*1}} d\varphi \epsilon_{\mathbf{k}(\varphi_{01})}(\varphi). \quad (7)$$

Экспоненциальный фактор в (6) получен также в работе [12].

В формуле (6) очевидным образом можно выделить множители, соответствующие понятиям, которыми оперирует классическая модель перерасеяния: вероятность прямой ионизации (она пропорциональна туннельной экспоненте); сечение упругого рассеяния атомным потенциалом (в борновском приближении $\propto V^2(\mathbf{p})$) и, наконец, фактор $(\varphi_s - \varphi_0)^{-3}$, описывающий расплывание волнового пакета ионизованного электрона за время от момента ионизации до первого возврата к атому. Однако кроме них вероятность (6) содержит еще множитель

$$\tau_{resc}^2 = z_F^{-1} \left| \sin \varphi_s \left(\sqrt{2\epsilon/U_p \cos \theta + \cos \varphi_0} \right) \right|^{-1}. \quad (8)$$

Время взаимодействия τ_{reset} определяется существенно квантовым параметром (в обычных единицах $z_F = 4U_p/\hbar\omega$) и представляет собой размер эффективной области интегрирования около стационарной точки, то есть промежуток времени, в течение которого соблюдается резонансная близость энергий, предписываемая соотношением (4).

Угловое распределение электронов с энергией $\epsilon = 8U_p$, рассчитанное по соотношениям (5) – (8), представлено кривой 2 на рис.2. Без учета комплексных стационарных точек оно, как и в классической модели (кривая 3, рис.2), скачком обрывается при $\theta > \theta_{max}(\epsilon)$. Сравнение с плавной кривой 1 на рис.2, полученной по тем же формулам, но без последнего слагаемого в (5), показывает, что глубокие провалы обусловлены интерференцией.

В проведенных расчетах стационарные точки считались изолированными. Это предположение нарушается во всем интервале углов $0 < \theta < \theta_{max}(\epsilon)$, когда $\epsilon \rightarrow 10U_p$, и для углов $\theta \rightarrow \theta_{max}(\epsilon)$ при промежуточных энергиях. Как следствие, τ_{reset} , вычисленное непосредственно из (8), неограниченно растет при $\theta \rightarrow \theta_{max}(\epsilon)$. При построении кривых 1, 2 на рис.2 распределение вблизи предельного угла рассчитывалось с помощью модифицированного метода стационарной фазы, с сохранением третьей производной в разложении фазы.

Картина распределения меняется при переходе к меньшим энергиям: растет предельный угол и увеличивается количество интерференционных всплесков. Разность фаз (7) имеет вид $S_{12} = z_F \Delta_{12}(\epsilon/U_p, \theta)$ где $z_F \gg 1$, а $\Delta_{12}(\epsilon/U_p, \theta)$ – плавная функция порядка единицы. В частности, $\Delta_{12}(\epsilon/U_p, 0)$ примерно по линейному закону убывает от значения, близкого к единице, до нуля, когда ϵ изменяется от $4U_p$ до $10U_p$. Как функция угла разность фаз изменяется от нуля при $\theta \rightarrow \theta_{max}$ до максимального значения $S_{12}(\epsilon/U_p, 0)$ при $\theta = 0$. Поэтому оценкой числа интерференционных всплесков в угловом распределении при заданной энергии будет $z_F(\epsilon, \theta = 0)/\pi$. Как сообщалось в докладе на одной из последних конференций, интерференционная структура в угловых распределениях возникает и в расчетах с кулон-вольковскими состояниями [13].

В эксперименте интерференционная картина сглаживается пространственно-временной неоднородностью лазерного поля. Поэтому полезно обсудить распределения, усредненные по интерференционным колебаниям, $\bar{w} = w_1 + w_2$. Именно усредненное распределение (рис.2, кривая 1) следует сравнивать с результатами классической модели, которая в принципе не описывает интерференцию (рис.2, кривая 3). Видно, что вместо глубокого провала при $\theta = 0$, предсказываемого классической моделью, усредненное распределение, рассчитанное согласно (6), получается плавным и в направлении поляризации имеет пологий минимум. Данные измерений угловых распределений на развитом плато [2] свидетельствуют в пользу однородного распределения. Анализ показывает, что форма \bar{w} в промежутке $0 < \theta < \theta_{max}(\epsilon)$ определяется в основном угловой зависимостью времени столкновения τ_{resc} (8). Фурье-образ атомного потенциала в (6) зависит только от энергии электрона и не влияет на форму угловых распределений.

Оптимальные условия для экспериментального наблюдения интерференционной структуры в угловых распределениях реализуются при таких энергиях электронов около верхней границы плато, когда уже существуют интерференционные провалы, но их количество остается небольшим. Чтобы модуляция распределений была глубо-

кой, величины интерферирующих амплитуд не должны сильно отличаться. В одном и том же лазерном поле F туннельные экспоненты в моменты φ_{01} и φ_{02} будут ближе друг к другу для атомов с меньшим атомным полем $F_a = (2I)^{3/2}$, то есть с меньшим потенциалом ионизации. Картину, подобную кривой 2 на рис.2, можно ожидать в условиях эксперимента [14], но при интенсивности излучения в полтора-два раза более высокой, чем в опубликованных данных.

В заключение отметим, что сформулированная выше квантовая квазиклассическая модель формирования высокоэнергетической части спектра надпороговой ионизации сохраняет простоту и физическую прозрачность классической картины, и остается достаточно удобной для анализа экспериментов по фотоионизации высокоинтенсивным лазерным излучением.

Авторы признательны В.Беккеру, Н.Б.Делоне, В.П.Крайнову и М.В.Федорову за стимулирующие дискуссии. Работа поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 96-02-18299 и 97-02-16973).

1. W.Becker, A.Lohr, and M.Kleber, *Quantum Semiclass. Opt.* **7**, 423 (1995).
2. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов, *УФН* **168**, 531 (1998).
3. B.Sheehy, B.Walker, R.Lafon et al., in *Inst. Phys. Ser. No.154*, Eds. P.Lombropoulos and H.Walther, (1996), p.106.
4. G.G.Paulus, F.Zacher, H.Walther et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 484 (1998).
5. A.Lohr, M.Kleber, R.Kopold et al., *Phys. Rev.* **A55**, R4003 (1997).
6. А.М.Переломов, В.С.Попов, М.В.Терентьев, *ЖЭТФ* **50**, 1393 (1966).
7. M.Lewenstein, K.C.Kulander, K.J.Schafer et al., *Phys. Rev.* **A51**, 1495 (1995).
8. S.P.Goreslavskii and S.V.Popruzhenko, *Laser Phys.* **8** (5), 1013 (1998).
9. Л.В.Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964); F.H.M.Faisal, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **6**, L89 (1973); H.R.Reiss, *Phys. Rev. A* **22**, 1786 (1980).
10. Ф.В.Бункин, М.В.Федоров, *ЖЭТФ* **49**, 1215 (1965).
11. G.G.Paulus, W.Becker, W.Nicklich et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27**, L703 (1994).
12. V.P.Krainov and M.B.Smirnov, in: *7th Intern. Workshop on Laser Phys.*, Berlin, Germany, July 6-10, 1998, Program and book of abstracts, vol.1.
13. D.B.Milosevic and F.Ehlotzky, *ibid.*
14. L.D.Van Woerkom, P.Hansch, and M.A.Walker, *Inst. Phys. Ser. No. 154*, Eds. P.Lombropoulos and H.Walther, (1996), p.78.