Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.4, стр.260 - 263 ©1993 г. 25 августа

НАДПОРОГОВЫЙ ФОТОЭФФЕКТ ИЗ МЕТАЛЛА

Д.Ф.Зарецкий, Э.А.Нерсесов

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 июля 1993 г.

Рассматривается многофотонный фотоэффект из металла в сильном лазерном поле, распространяющемся вдоль поверхности металла. Дается интерпретация надпороговых максимумов в спектре фотоэлектронов с учетом их кулоновского взаимодействия с изображением электронного облака в металле. Показано, что учет многократного рассеяния электрона на потенциале изображения с подхватом кванта поля в каждом акте рассеяния дает возможность правильно описать наблюдающийся спектр электронов. Показано также, что возникновение надпороговых максимумов происходит при гораздо меньших полях, чем в случае атомов (эффект ATI).

1. Введение. В недавних экспериментах [1–3] было обнаружено, что спектр электронов, возникающий в результате многофотонного фотоэффекта из металла, имеет те же особенности, что и в случае надпороговой ионизации атомов (ATI) [4–6]. Этот спектр состоит из достаточно узких эквидистантных линий, которые разделены интервалами, равными энергии квантов $\hbar\omega$. Обнаружено, что максимум огибающей этих линий смещается в сторону бóльших энергий с ростом мощности лазерного излучения. Кроме того, с увеличением мощности излучения возрастает число наблюдаемых линий.

Однако в отличие от ATI, интенсивность лазерного излучения, при которой наблюдается надпороговый фотоэффект из металла (ATP), оказывается величиной $\approx 10^9$ Вт/см^2. Пороговая же интенсивность, необходимая для получения ATI, по крайней мере на три порядка больше ($\approx 10^{12}$ Вт/см^2 для лазеров на неодимовом стекле). Достаточно надежного объяснения этой разницы до настоящего времени не существует.

Из экспериментальных исследований [1–3] известно, что в результате фотоэффекта около катода образуется электронное облако, которое удерживается вблизи поверхности за счет сил изображения. Потенциал соответствующего кулоновского поля, в котором находится фотоэлектрон, пропорционален числу электронов в облаке. Наличие кулоновского взаимодействия с изображением делает фотоэлектрон не свободным и дает ему возможность поглощать (или излучать) кванты поля.

В данной работе процесс ATP рассматривается на основе модели многократного кулоновского рассеяния электрона на потенциале изображения с подхватом кванта поля в каждом акте рассеяния (модель МКР). Ранее подобный подход использовался авторами при описании эффекта ATI в случае атомов [7].

2. Постановка задачи. Фотоэлектрон, локализованный у поверхности катода, находится одновременно в поле сильного лазерного излучения и в кулоновском поле изображения электронного облака. Взаимодействие фотоэлектрона с волной учитывается в рамках подхода Келдыша [8].

Потенциальная энергия фотоэлектрона в поле изображения описывается оператором ($\hbar = c = 1$) :

$$\hat{V} = -Z_{eff}e^2/[\rho^2 + (z+a)^2]^{1/2}, \qquad (1)$$

где $Z_{eff}e$ – эффективный заряд изображения; z и $\rho = (x^2+y^2)^{1/2}$ – соответственно поперечная и продольная к поверхности металла координата электрона (начало координат выбрано на поверхности металла, так что z-координата центра изображения равна $-a$).

Поперечный размер облака a оценивается из условия равновесия [9]

$$Z_{eff}e^2/a^2 = eE_{ext},$$

где E_{ext} – величина напряженности вытягивающего поля, обеспечивающая фототок насыщения (оценки см. ниже).

Взаимодействие (1) в системе фотоэлектрон–металл учитывается в процедуре итерации амплитуды перехода электрона из начального околопорогового состояния в конечное высоковозбужденное состояние непрерывного спектра.

Состояние фотоэлектрона в континууме в присутствии лазерной волны задается функций

$$\Psi_p(\mathbf{r},t) = \exp[i(\mathbf{p}_{\|}\vec{\rho} + p_{\perp}z - \epsilon_p t)] \cdot \exp\left\{i\left[\frac{e\mathbf{E}_0\mathbf{p}}{m_e\omega^2}\cos\omega t + \frac{(eE_0)^2}{8m_e\omega^3}\sin 2\omega t\right]\right\}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{p}_{\|}$ и $\mathbf{p}_{\perp}$ – соответственно тангенциальная и поперечная к поверхности металла составляющие импульса электрона, $\epsilon_p = p^2/2m_e$ – его кинетическая энергия при адиабатическом выключении поля волны, E_0 и ω – амплитуда напряженности электрического поля, направленная вдоль оси z, и частота волны. Функция (2) представляет собой нерелятивистский аналог известного волковского решения и на ее основе строится базис собственных функций решаемой задачи (метод Келдыша).

Амплитуда процесса, соответствующая многофотонному фотоэффекту с последующим рассеянием фотоэлектрона на кулоновском потенциале изображения, определяется формулой

$$A_{\mathbf{p}'}(t) = -i\int^t dt' \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} < \Psi_{\mathbf{p}'}(\mathbf{r},t')|\hat{V}|\Psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r},t') > A_{\mathbf{p}}(t') =$$

$$= -i\int^t dt' \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} 2\pi \frac{Z_{eff}e^2}{|\mathbf{p}'_{\|} - \mathbf{p}_{\|}|} \exp[-|\mathbf{p}'_{\|} - \mathbf{p}_{\|}|a][|\mathbf{p}'_{\|} - \mathbf{p}_{\|}| + i(p'_{\perp} - p_{\perp})]^{-1} \cdot$$

$$\cdot \exp[i(\epsilon_{p'} - \epsilon_p)t'] \exp(-i\Delta z \cos\omega t') A_{\mathbf{p}}(t'). \qquad (3)$$

Здесь использованы следующие обозначения: $A_{\mathbf{p}}(t)$ – начальная амплитуда фотоэффекта из металла в состояние электрона с кинетической энергией $\epsilon_p = n_0\omega - A$ (n_0 – минимальное число квантов, необходимое для многофотонного фотоэффекта, A – работа выхода из металла); $\Delta z = (eE_0\lambdabar/\omega)(\Delta p_{\perp}/m_e)$ – безразмерный параметр, значение которого определяется интенсивностью и частотой волны, а также величиной приращения $\Delta p_{\perp} = p'_{\perp} - p_{\perp}$ z-компоненты импульса электрона в результате рассеяния; $\lambdabar = 1/\omega$.

В принципе, рассеяние электрона на потенциале изображения в течение лазерного импульса может сопровождаться поглощением (или излучением) произвольного числа n квантов поля. Однако в условиях эксперимента [2], когда

$eE_0\mathcal{X}/\omega \gtrsim 1$, параметр $\Delta z \sim (n\omega/m_e)^{1/2} \ll 1$ и, таким образом, наиболее вероятным оказывается процесс с подхватом одного кванта в каждом акте рассеяния.

Принимая во внимание это обстоятельство, нетрудно сформулировать рекуррентное соотношение для амплитуды вероятности n-кратного рассеяния с подхватом кванта поля в каждом акте рассеяния:

$$A_{\mathbf{p}_n}(t) = i\pi\delta(\epsilon_{p_n} - n\omega - \epsilon_p)\exp[i(\epsilon_{p_n} - n\omega - \epsilon_p - i\tilde{\alpha})t] \int \frac{dp_{n-1}}{(2\pi)^3}\cdot$$

$$\cdot\left(\frac{eE_0\mathcal{X}}{2m_e\omega}\right) 2\pi \frac{Z_{eff}e^2}{|\mathbf{p}'_{n\|} - \mathbf{p}_{n-1\|}|} \exp(-|\mathbf{p}_{n\|} - \mathbf{p}_{n-1\|}|a) i\pi\delta[\epsilon_{p_{n-1}} - (n-1)\omega - \epsilon_p] A_{\mathbf{p}_{n-1}}, \quad (4)$$

где $A_{\mathbf{p}_{n-1}}$ – амплитуда вероятности поглощения $(n-1)$-го кванта на энергетической поверхности; $\tilde{\alpha} \approx +0$ отвечает адиабатическому включению поля волны при $t \to -\infty$. При получении (4) использовано полюсное приближение в составном матричном элементе [7].

Опишем процедуру вычисления интеграла в (4). Интегрирование по z-компоненте промежуточного импульса $\mathbf{p}_{n-1}$ производится с помощью δ-функции, выражающей закон сохранения энергии и записанной в виде

$$\delta[\epsilon_{p_{n-1}} - (n-1)\omega - \epsilon_p] = m_e/\{2m_e[(n-1)\omega + \epsilon_p] - p^2_{n-1\|}\}^{1/2}\cdot$$

$$\cdot\{\delta[p_{n-1\perp} - \sqrt{2m_e[(n-1)\omega + \epsilon_p] - p^2_{n-1\|}}] + \delta[p_{n-1\perp} + \sqrt{2m_e[(n-1)\omega + \epsilon_p] - p^2_{n-1\|}}]\}. \quad (5)$$

Последующее интегрирование облегчается следующими соображениями. Во-первых, амплитуда $A_{\mathbf{p}_{n-1}}$ представляет собой плавную функцию тангенциальной компоненты импульса $\mathbf{p}_{n-1}$ и в принципе может быть вынесена из под знака интеграла. Во-вторых, в виду макроскопической величины линейного размера облака a параметр $p_\| a \gg 1$ в любом состоянии фотоэлектрона. По этой причине основной вклад в интеграл дает область переменного $\mathbf{p}_{n-1\|}$, в которой $\mathbf{p}_{n-1\|} \approx \mathbf{p}_{n\|}$. Это означает, что в результате поглощения кванта тангенциальная составляющая импульса электрона практически не меняется: $p_{n\|} \approx p_{n-1\|}$ и $\varphi_n \approx \varphi_{n-1}$ (здесь φ_{n-1} и φ_n – азимутальные углы соответственно импульсов $\mathbf{p}_{n-1\|}$ и $\mathbf{p}_{n\|}$, отсчитываемые в плоскости поверхности металла). Разгон электрона, связанный с поглощением квантов поля, происходит вдоль оси z (вдоль направления поляризации волны): $p_{n\perp} \approx (2m_e n\omega)^{1/2}$. По-существу, это сводит трехмерную задачу о поведении электрона вблизи поверхности металла к одномерной.

Используя эти соображения, получим формулу для спектрально-угловой плотности распределения интенсивности фотоэлектронов, образующихся в поле лазерной волны в направлении ее поляризации:

$$\frac{dN}{d\epsilon_p d\Omega_p} \sim \sum_{n=1} \left[\frac{eE_0\mathcal{X}}{2\omega}\frac{Z_{eff}e^2/a}{\alpha m_e}\left(\frac{\mathrm{Ry}\,\mathrm{e}}{n\omega}\right)^{1/2}\right]^{2n} n^{1/2}\delta(\epsilon_p - n\omega), \quad (6)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры: $\mathrm{Ry} = m_e e^4/2\hbar^2$, множитель,стоящий рядом с Ry в выражении в квадратных скобках, $\mathrm{e} = 2,718\ldots$ Как следует из (6), спектр фотоэлектронов представляет собой эквидистантную последовательность пиков, разделенных интервалом $\hbar\omega$. В слабом поле, когда комбинация параметров при множителе $n^{-1/2}$ в квадратных скобках (6) меньше единицы, абсолютная высота пиков монотонно убывает с ростом n, начиная с низших номеров. В сильном поле, когда имеет место обратное условие, высота пиков АТР нарастает с ростом n вплоть до $n = n_{max}$, а затем медленно убывает с ростом n. Величина n_{max}, определяющая положение максимума огибающей пиков, находится из условия

$$n_{max} = \left(\frac{eE_0\lambda\!\!\!^-}{2\omega}\right)^2 \left(\frac{Z_{eff}e^2/a}{\alpha m_e}\right)^2 \mathrm{Ry}\, e/\omega. \tag{7}$$

Числовая оценка n_{max} для параметров работы [2] дана ниже.

3. Заключение. Из предыдущего рассмотрения следует, что модель многократного кулоновского рассеяния (МКР) фотоэлектронов на потенциале изображения электронного облака в металле дает описание основных особенностей эффекта надпорогового фотоэффекта.

1. Объясняется происхождение и характер энергетического спектра фотоэлектронов в зависимости от интенсивности и частоты лазерной волны. Для фиксированного номера n высота пика

$$\frac{dN_n}{d\epsilon_p d\Omega_p} \sim I^n Z_{eff}^{2n} \omega^{-5n}. \tag{8}$$

2. Величина n_{max}, определяющая положение пиков с максимальной высотой, зависит от интенсивности, частоты волны, а также от напряженности вытягивающего поля:

$$n_{max} \sim I Z_{eff} \omega^{-5} E_{ext}. \tag{9}$$

3. В качестве примера приведем числовую оценку n_{max} для следующих параметров [2]: $\lambda = 1064$ нм, $I = 0,3$ ГВт/см^2, $Z_{eff} \approx 10^7$ (эта величина непосредственно измеряется в эксперименте); $E_{ext} = 10$ кВ/см. Из (7) следует, что при этом $n_{max} \approx 10$. Приводимая оценка находится в удовлетворительном согласии с экспериментально наблюдаемой величиной $n_{max\,exp} \approx 5 \div 10$. Из полученного результата также следует, что интенсивность волны, необходимая для наблюдения АТР, оказывается значительно меньшей, чем в случае ATI.

4. Ширина углового распределения фотоэлектронов уменьшается с ростом n как $n^{-1/2}$ ($p_{\|}/p_{n\perp} \sim n^{-1/2}$). Этот результат может быть проверен экспериментально.

В заключение отметим, что ускорение электронов, наблюдавшееся в работе [10], по-видимому, также непосредственно связано с ролью кулоновского потенциала изображения в металле.

---

1. Gy.Farkas and Cs.Toth, Phys. Rev. A **41**, 4123 (1990).
2. Gy.Farkas and Cs.Toth, Inter. Conf. on Multip. Proc. Abstr (1990) Paris, France.
3. S.Luan, R.Hippler, H.Schiwier, and H.O.Lutz, Europhys. Lett. **9**, 489 (1989).
4. P.Agostini, F.Fabre, G.Mainfray et al., Phys. Rev. Lett. **42**, 1127 (1979).
5. P.Kruit, J.Kimman, H.G.Muller, and M.J. van der Wiel, Phys. Rev. A **28**, 248 (1983).
6. L.A.Lompre, A.L'Huillier, G.Mainfray, and C.Manus, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1906 (1985).
7. Д.Ф.Зарецкий, Э.А.Нерсесов, ЖЭТФ **103**, 1191 (1993).
8. Л.В.Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
9. Yu.A.Malov and D.F.Zaretsky, Phys. Lett. A **151**, 257 (1990). Д.Ф.Зарецкий, Ю.А.Малов, XIV Междунар. конф. по когерент. и нелинейной оптике, Тезисы докл., 1991, Ленинград.
10. L.A.Lompre, G.Mainfray, C.Manus, and Gy.Farkas, Phys. Rev. Lett **43**, 1243 (1979).