Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 2, 97–101 (1983)

УДК 535.51;541.6

К ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ФОТОЭФФЕКТА ИЗ МЕТАЛЛОВ

В. А. АРУТЮНЯН, С. Л. АРУТЮНЯН, Х. Д. ТОПЧЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 23 марта 1982 г.)

Рассмотрена многофотонная эмиссия электронов с поверхности металла в предположении, что электроны движутся в поле зоммерфельдовского барьера. Точно учтено ускорение электронов под действием поля сильной электромагнитной волны. Предложен метод расчета плотности фототока с использованием и объединением основных методов феноменологической и квантовомеханической теорий нелинейного фотоэффекта. Полученное выражение для фототока легко поддается анализу и в частных случаях совпадает с известными ранее соответствующими результатами.

Для теоретического описания многофотонной эмиссии в настоящее время разработаны три основных подхода: *а*) феноменологический (см., например, [1]), *б*) метод так называемого порогового приближения (см. [2]) и *в*) квантовомеханический (см. [3, 4]). Методы *а* и *б* дают возможность получить выражение для фототока при $T \neq 0$ и его частотную зависимость вблизи порога. Но при этом в задачу обязательно вводится феноменологический параметр, определяемый из эксперимента. В случае *в* плотность тока вычисляется либо в высших порядках теории возмущений [5], либо, как в [7, 8], при помощи коэффициентов разложения конечных электронных состояний по базисным функциям ускоренных полем электронов, введенных Келдышем в [6]. Полученные в [5] рекуррентные соотношения имеют практическую применимость и сопоставимы с известными результатами для малых чисел поглощенных квантов. Конечное выражение тока в [7, 8] также, как и в [5], позволяет получить количественные результаты лишь при применении численных методов. Правда, в [7] в двух предельных случаях получается сравнительно простая зависимость для люкс-амперной характеристики, но при этом остается открытым вопрос о пороговых особенностях.

В настоящей работе многоквантовый фотоэффект исследуется с использованием основных принципов работы Келдыша [6] и феноменологической теории: соответствующим выбором электронных волновых функций и расчетом тока по формуле Фаулера из [1] получается конечный результат, позволяющий единым образом описать специфику процесса.

Для электронов металла, движущихся в поле зоммерфельдовского барьера в присутствии интенсивного внешнего излучения $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 \cos \omega t$ (дипольное приближение), волновые функции начального $|i\rangle$ и конечного $|f\rangle$ состояний выберем, следуя [6], в следующем виде:

$$|i\rangle = \left\{ \exp\left[\frac{i}{\hbar}\left(p_1 + \frac{eE_0}{\omega}\sin\omega t\right)x\right] + \right.$$

$$+ R\exp\left[-\frac{i}{\hbar}\left(p_1 + \frac{eE_0}{\omega}\sin\omega t\right)x\right]\Bigg\} \times$$

$$\times \exp\left[\frac{i}{2\hbar m}\int_0^t \left(p_1 + \frac{eE_0}{\omega}\sin\omega\tau\right)^2 d\tau\right], \qquad (1)$$

$$|f\rangle = C\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\left(p_2 + \frac{eE_0}{\omega}\sin\omega t\right)x - \right.$$

$$\left. - \frac{i}{\hbar}\left[\varkappa t + \frac{1}{2m}\int_0^t \left(p_2 + \frac{eE_0}{\omega}\sin\omega\tau\right)^2 d\tau\right]\right\},$$

где

$$R = \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2 + 2e\frac{E_0}{\omega}\sin\omega t}, \quad C = -\frac{2\left(p_2 + e\frac{E_0}{\omega}\sin\omega t\right)}{p_1 + p_2 + 2e\frac{E_0}{\omega}\sin\omega t}$$

— соответственно коэффициенты прохождения и отражения от барьера с высотой U_0 в поле световой волны, $\varkappa = U_0 - \varepsilon_F$, где ε_F — энергия Ферми.

Учитывая, что оператор электрон-фотонного взаимодействия имеет вид

$$\hat{V}(t) = -\frac{ie\hbar A_0}{mc}\sin\vartheta\cos\omega t\,\frac{\partial}{\partial x},$$

для вероятности n-фотонного перехода будем иметь

$$W_n = \frac{4\pi^2 e^2 \hbar^2 E_0^2 p^2}{m^2\omega^2}\sin^2\vartheta\,|F_n(z_1, z_2)|^2\,\delta\left(\varkappa + \frac{p^2}{m} + \frac{e^2E_0^2}{2m\omega^2} - n\hbar\omega\right),$$

$$F_n(z_1, z_2) = \sum_k (-1)^k I_{2k+1-n}(z_1)\,I_k(z_2), \qquad (2)$$

где

$$z_1 = \frac{2eE_0 p\sin\vartheta}{\hbar\omega^2 m}, \quad z_2 = \frac{e^2E_0^2}{4\hbar m\omega^3},$$

а $I_n(z)$ — функция Бесселя.

Чтобы получить выражение для плотности n-фотонного тока подставим полученную вероятность в формулу Фаулера феноменологической теории [1]:

$$j_n = \int_0^\infty N(\varepsilon_\perp)\,W_n(\varepsilon_\perp)\,d\varepsilon_\perp,$$

где

$$N(\varepsilon_\perp) = \frac{4\pi m kT}{\hbar^2}\ln\left(1 + e^{\frac{\varepsilon_\perp - \varepsilon_F}{kT}}\right)$$

— число электронов, падающих за 1 секунду на поверхность металла изнутри, энергия $\varepsilon_\perp = mv_\perp^2/2$ перпендикулярного к поверхности движения которых лежит в интервале $d\varepsilon$. Тогда для j_n получаем

$$j_n = \frac{4\pi^2\hbar^2 eE_0 B \sin^2\vartheta}{m\omega^2 k^2}\, kT\left(n\hbar\omega - \varkappa - \frac{e^2E_0^2}{2m\omega^2}\right)|F_n(z_1^{(0)}, z_2)|^2 \times$$
$$\times \ln\left[1 + \exp\left(n\hbar\omega - \varkappa - \frac{e^2E_0^2}{2m\omega^2} + 2\varepsilon_F\right)(2kT)^{-1}\right], \tag{3}$$

$B = \dfrac{4\pi m e k^2}{h^3} = 120\,\dfrac{A}{\text{см}\cdot\text{град}}$ — универсальная постоянная,

$$z_1^{(0)} = \frac{2eE_0\sin\vartheta}{\hbar\omega^2 m}\left[m\left(n\hbar\omega - \varkappa - \frac{e^2E_0^2}{2m\omega^2}\right)\right]^{1/2}.$$

Отметим, что только точный учет ускорения электрона под действием сильной волны приводит к этому выражению, т. е. выявляет особенности многоквантового эффекта. В противном случае, когда параметры ускорения z_1 и z_2 стремятся к нулю, получается известная для одноквантового фотоэффекта [1] частотная зависимость. Из (3) также следует, что порог n-квантового поглощения смещается в сторону бо́льших энергий на величину энергии осцилляции электрона в поле волны $e^2E_0^2/2m\omega^2$.

Обсудим теперь лишь некоторые, представляющие наибольший интерес, частные случаи.

а) Пусть параметры лазерного излучения таковы, что квадратичным по полю членом можно пренебречь ($z_2 \to 0$). Тогда

$$j_n = \frac{4\pi^2 e\hbar^2 E_0^2 B}{m\omega^2 k} I_{n-1}(z_1^{(0)})\, T(n\hbar\omega - \varkappa)\sin^2\vartheta \ln\left[1 + \exp\left(\frac{n\hbar\omega - \varkappa + 2\varepsilon_F}{2kT}\right)\right], \tag{4}$$

т. е. ток имеет при этом осциллирующий характер.

б) Если же, кроме того, $z_1 \ll 1$, то, разлагая в (4) функцию Бесселя в ряд, получаем

$$j_n = C_1 E_0^{2n}(n\hbar\omega - \varkappa)^n kT \sin^{2n}\vartheta \ln\left[1 + \exp\left(\frac{n\hbar\omega - \varkappa + 2\varepsilon_F}{2kT}\right)\right], \tag{5}$$

где

$$C_1 = 4\pi B e^{2n-1}\{[(n-1)!]^2 m^{2n-1}\omega^{4n}\hbar^{2(n-2)}\}^{-1},$$

т. е. полученная зависимость от угла ϑ падения света и люкс-амперная характеристика совпадают с приведенными в [3, 4]. Кроме того, из (5) можно сделать необходимые заключения о частотной зависимости тока вблизи порога при нулевой и низких температурах: так, при $T = 0$

$$j_n = \begin{cases} C_1(n\hbar\omega - \varkappa_0)^{n+1}E_0^{2n}\sin^{2n}\vartheta & \text{при } n\hbar\omega > \varkappa_0 \\ 0 & \text{при } n\hbar\omega < \varkappa_0, \end{cases} \tag{6}$$

а при $kT \ll \varepsilon_F$

$$
j_n = \begin{cases}
C_1 E_0^{2n} \left(n\hbar\omega - \varkappa_0 + \dfrac{\pi^2}{12} \dfrac{k^2 T^2}{\varepsilon_F(0)} \right)^{n+1} \sin^{2n}\vartheta, & n\hbar\omega > \varkappa_0 \\[2ex]
C_1 E_0^{2n} \left[\dfrac{\pi^2}{12\, \varepsilon_F(0)} \right]^n (kT)^{2n+1} \sin^{2n}\vartheta \ln 2, & n\hbar\omega = \varkappa_0 \\[2ex]
C_1 E_0^{2n} \left(n\hbar\omega - \varkappa_0 - \dfrac{\pi^2}{12} \dfrac{k^2 T^2}{\varepsilon_F(0)} \right) kT \sin^{2n}\vartheta \times & \\[2ex]
\times \exp\left[\dfrac{1}{2kT} \left(n\hbar\omega - \varkappa_0 + \dfrac{\pi^2}{12} \dfrac{k^2 T^2}{\varepsilon_F(0)} \right) \right], & n\hbar\omega < \varkappa_0
\end{cases} \qquad (7)
$$

($\varkappa_0$ — работа выхода при $T=0$). Из (7) видно, что частотная зависимость имеет существенно различный характер для разных значений энергии поглощаемых фотонов (относительно максимального порога). Когда $n=1$, (6)—(7) переходят в результат Фаулера для одноквантового фотоэффекта.

Таким образом, примененный подход позволяет единым образом получить в простом аналитическом виде люкс-амперную, частотную, поляризационную и температурную характеристики многоквантового фотоэффекта, в частных случаях совпадающих с известными ранее результатами.

В заключение авторы выражают благодарность Э. М. Казаряну, предложившему тему настоящей работы, и за постоянный интерес, проявленный им в ходе ее выполнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Соколов А. В.* Оптические свойства металлов. Физматгиз, М., 1961.
2. *Бродский А. М., Гуревич Ю. Я.* Теория электронной эмиссии из металлов. Изд. Наука, М., 1973.
3. *Гладун А. Д., Барышев П. П.* УФН, 98, 493 (1969).
4. *Анисимов С. И., Бендерский В. А., Форкаш Д.* УФН, 122, 187 (1977).
5. *Канторович И. И.* ЖТФ, 47, 660 (1977).
6. *Келдыш Л. В.* ЖЭТФ, 47, 1945 (1964).
7. *Бункин Ф. В., Федоров М. В.* ЖЭТФ, 48, 1341 (1965).
8. *Силин А. П.* ФТТ, 12, 3553 (1970).

ՄԵՏԱՂՆԵՐՈՒՄ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ՖՈՏՈԷՖԵԿՏԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Խ. Դ. ԹՈՓՉՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրոնների բազմաֆոտոնային էմիսիայի հարցը մետաղի մակերևույթից։ Մերձմակերևույթային էլեկտրոնների վիճակը նկարագրվում է Զոմերֆելդի մոդելի մոտավորությամբ։ Հաշվի է առնված էլեկտրոնների արագացումը արտաքին ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտի ազդեցության շնորհիվ։ Ֆոտոէմիսիոն հոսանքի համար ստացված է անալիտիկ արտահայտություն, որը մասնավոր դեպքերում համընկնում է նախկինում հայտնի արդյունքների հետ։

ON THE THEORY OF NONLINEAR PHOTOEFFECT FROM A METAL SURFACE

V. A. HARUTYUNYAN, S. L. HARUTYUNYAN, Kh. D. TOPCHYAN

The many-photon emission of electrons from a metal surface is considered under the assumption that electrons move in the field of Sommerfeld barrier. The exact account is taken of the electron acceleration in the field of an intense electromagnetic wave. A technique for the calculation of photocurrent density is proposed which is based on main methods of phenomenological and quantum-mechanical theories of nonlinear photoeffect. The expression for the photocurrent is easily analyzed and in particular cases coincides with the known results.