Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 20, вып. 1, 23—27 (1985)

УДК 621.382.22

О ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СВОЙСТВАХ ПЕРЕХОДОВ МЕТАЛЛ—БАРЬЕР—МЕТАЛЛ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Э. М. БЕЛЕНОВ

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 мая 1983 г.)

Исследован механизм протекания тока в структурах металл—барьер—металл в случае, когда энергия кванта меньше высоты барьера. Показано, что при этом детектирование связано с появлением надбарьерного тока вследствие деформации функции распределения.

1. Экспериментальные исследования показали, что нелинейная зависимость тока, протекающего через структуру металл—барьер—металл (МБМ)*, от напряжения, индуцируемого на переходе при облучении электромагнитным полем, сохраняет свою форму по крайней мере до частот 10^{14}—10^{15} Гц [1]. Благодаря столь высокому быстродействию стало возможным применять МБМ переходы в качестве генераторов гармоник, смесителей излучений и детекторов в диапазоне частот 10^{9}—10^{15} Гц [2].

Известно [3], что в СВЧ, субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах длин волн механизм детектирования связан с амплитудной модуляцией туннельного тока излучением, наводимым в переходе с помощью антенного механизма [4], а в случае, когда энергия кванта излучения превышает высоту барьера, детектируемый ток обусловлен квантовой природой поглощения излучения электронами.

Поэтому, на наш взгляд, представляется весьма важным исследование механизма протекания тока в подобных переходах, позволяющего детектировать электромагнитное излучение в случае, когда учет величины энергии кванта излучения становится существенным, но недостаточным, чтобы описать ток простым перебросом электрона через барьер.

Известно [5], что основной вклад в туннельный ток дают электроны, находящиеся в непосредственной близости от уровня Ферми, т. к. для электронов в более низких состояниях коэффициент прозрачности экспоненциально мал. Другими словами, вероятность туннелирования с ростом энергии над уровнем Ферми растет быстрее, чем убывает вероятность заселенности. Поэтому особый интерес представляет рассмотрение именно таких электронов, распределение которых в отсутствии поля можно считать максвелловским.

Под действием электромагнитного поля, генерируемого на МБМ переходе, при его лазерном облучении функция распределения может изме-

* Барьером служит изолирующая прослойка толщиной $\sim 10^{-7}$ см.

няться как за счет классического набора энергии электроном, так и за счет квантового характера поглощения света. Если функция распределения при таком характере поглощения излучения изменяется значительно, то это может привести к появлению надбарьерного тока.

2. Для вычисления этого тока рассмотрим газ электронов, поведение которых описывается квантовым кинетическим уравнением [6]

$$\frac{\partial F}{\partial t} = GN\{-a(\varepsilon)F(\varepsilon) - b(\varepsilon)F(\varepsilon) + b(\varepsilon+\hbar\omega)F(\varepsilon+\hbar\omega) +$$

$$+ a(\varepsilon-\hbar\omega)F(\varepsilon-\hbar\omega)\} + Q; \int\limits_0^\infty F(\varepsilon)\,d\varepsilon = n, \qquad (1)$$

где G (в $\text{см}^{-2}\,\text{с}^{-1}$) — поток световых квантов, N — плотность атомов, $a(\varepsilon)$ — коэффициент поглощения излучения, $b(\varepsilon+\hbar\omega) = [\varepsilon/(\varepsilon+\hbar\omega)]^{1/2}a(\varepsilon)$ — коэффициент вынужденного излучения, n — плотность электронов, Q — интеграл столкновений, не связанный с взаимодействием электрона с полем излучения. Уравнение (1), очевидно, можно решать только численно.

Конечно-разностное уравнение (1) можно свести к дифференциальному уравнению, разложив его правую часть в ряд до кубических по $\hbar\omega$ членов [7]. Такое приближение уже позволяет учесть квантовый характер поглощения света электронами, поскольку оно в явном виде содержит постоянную Планка. В результате получим

$$\frac{(\hbar\omega)^2}{2}\frac{\partial^3 F}{\partial\varepsilon^3} - 2\varepsilon\frac{\partial^2 F}{\partial\varepsilon^2} - \frac{\partial F}{\partial\varepsilon} + \frac{3}{\alpha\tau}F(\varepsilon) = 0, \qquad (2)$$

где $\alpha = (e^2E_0^2/2m\omega^2)\,\nu_{eff}$ — классическое выражение скорости набора энергии электроном в поле $E = E_0\cos\omega t$, ν_{eff} — частота столкновений электрона, связанных с изменением импульса, e, m — заряд и масса электрона, $\tau = \left(\frac{2m}{M}\nu_{eff}\right)^{-1}$ — время релаксации электрона по энергии, M — масса иона.

Таким образом, мы получили кинетическое уравнение для электронов, в котором учитывается квантовый характер набора энергии электроном в переменном электромагнитном поле. Функция распределения $F(\varepsilon)$ удовлетворяет следующим граничным условиям: $F(\infty) = 0$, $F'(0) = 0$, $F''(0) = 0$. Первое из этих условий является очевидным, второе следует из требования однозначности определения средней скорости набора энергии электроном в электрическом поле, а третье — из обращения при $\varepsilon = 0$ потока электронов в нуль.

Уравнение (2) в области энергий $0 < \varepsilon < \infty$ точно не решается. В то же время при малых ε функцию распределения можно аппроксимировать выражением

$$F(\varepsilon) = F_1(\varepsilon) = c_1\exp\left\{-\frac{1}{3}\frac{\varepsilon^3}{(\hbar\omega)^2\alpha\tau}\right\}, \qquad (3)$$

при больших ε — выражением

$$F(\varepsilon) = F_2(\varepsilon) = c_2\exp\{-2\sqrt{(3/\alpha\tau)\,\varepsilon}. \qquad (4)$$

Аппроксимируя функцию $F(\varepsilon)$ на всем интервале энергий двумя функциями $F_1(\varepsilon)$ и $F_2(\varepsilon)$, из условия непрерывности $F_1(\varepsilon)$ и $F_2(\varepsilon)$ и их производных нетрудно найти значение энергии $\varepsilon = I$, при котором одно решение переходит в другое:

$$I=\sqrt[5]{3\,(\hbar\omega)^4\,\alpha\tau}. \tag{5}$$

Полагая $E_0 \simeq 10^5$ В/см (типичное значение напряженности поля, генерируемого на МБМ переходе при его лазерном облучении [8]), $\hbar\omega \simeq \simeq 1 \div 2$ эВ, $\nu_{eff}\tau \simeq 10^3$, находим $I \simeq 1$ эВ. Согласно (5) положение точки I на энергетической оси более всего зависит от величины кванта излучения. При уменьшении энергии кванта величина I будет стремиться к нулю, и в случае, когда квантовые эффекты становятся пренебрежимо малыми ($\hbar\omega \to 0$), решение уравнения (2) будет описываться выражением (4), т. е. будет иметь место классический нагрев электронов в облучаемом контакт поле. Однако при применяемых мощностях источников излучения и их длинах волн подобный нагрев будет столь незначительным, что им можно пренебречь.

3. При известной функции распределения электронов можно вычислить и плотность электрического тока в переходе. Однако решения (3) и (4) определяют изотропную часть функции распределения в энергетическом пространстве, которая не связана прямо с током, текущим через переход. Введем функцию

$$f_0(\varepsilon)=\frac{m^{3/2}}{2\pi}\frac{F(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}}. \tag{6}$$

При этом плотность электронов определяется соотношением

$$n=(2\pi/m^{3/2})\int_0^\infty f(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon, \tag{7}$$

а плотность тока —

$$J=e\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\pi}d\theta\cos\theta\int_0^\infty vf_1(v,\theta)\,dv, \tag{8}$$

где θ — угол между вектором напряженности поля $\mathbf{E}(t)=\mathbf{E}_0\cos\omega t$ и скоростью $\mathbf{v}$ электрона. Входящая в (8) функция $f_1(v,\theta)$ является первой поправкой к сферически симметричной функции распределения $f_0(\varepsilon)$ (первый полином Лежандра) и связана с $f_0(\varepsilon)$ соотношением*

$$f_1(v,\theta)=\frac{eE}{m}v\cos\theta\,[a(v)\cos\omega t+b(v)\sin\omega t], \tag{9}$$

$$a(v)=-\frac{1}{v}\frac{1}{\nu_{eff}}\frac{\partial f_0}{\partial v}\left(1+\frac{\omega^2}{\nu_{eff}^2}\right)^{-1},\quad b(v)=\frac{\omega}{\nu_{eff}}a(v). \tag{10}$$

Рассмотрим теперь случай $\omega > \nu_{eff}$. Из (9) и (10) следует, что

---

* Соотношения (9)—(11) точно выполняются в предельном случае $\hbar\omega \to 0$; ниже мы считаем, что они приближенно верны и при конечной энергии кванта.

$$f_1(v,\vartheta) = -\frac{eE}{m}\cos\vartheta\frac{\partial f_0}{\partial v}\sin\omega t, \tag{11}$$

так что выражение (8) для тока приобретает вид

$$J = \frac{2^{7/2}}{3m^{5/2}}\int\limits_0^\infty \varepsilon^{3/2}\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\,d\varepsilon. \tag{12}$$

С учетом (6) окончательно имеем

$$J = \frac{2^{5/2}e^2E}{3m\omega^2}\int\limits_0^\infty D(\varepsilon)\,\varepsilon^{3/2}\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left[\frac{F(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}}\right]d\varepsilon. \tag{13}$$

При переходе от (12) к (13) мы ввели коэффициент $D(\varepsilon)$ надбарьерного прохождения электронов. Для простоты мы считаем, что $D(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon < \Phi$ и $D(\varepsilon) = I$ при $\varepsilon > \Phi$, где Φ — высота барьера. Обычно Φ составляет величину 1—2 эВ.

Выражение (13) для тока через функцию $F(\varepsilon)$ содержит константы c_1 и c_2. Их мы определим из условия нормировки

$$n = c_1\int\limits_0^I F_1(\varepsilon)\,d\varepsilon + c_2\int\limits_I^\infty F_2(\varepsilon)\,d\varepsilon. \tag{14}$$

Из условия сшивки функций в точке I находим

$$c_1 = c_2\exp\{-\delta\sqrt{I} + \beta I^3\},\ \beta = [3(\hbar\omega)^2\alpha\tau]^{-1}. \tag{15}$$

Верхний предел в первом интеграле (14) мы заменим на бесконечность, так как $\beta I^3 > 1$. Вычисляя интегралы в (14) и учитывая, что $I^3\beta = 0{,}56\,\delta\sqrt{I}$, получим

$$c_2 = \frac{3\sqrt[3]{\beta}\,n}{0{,}67}\exp\{0{,}44\,\delta\sqrt{I}\}. \tag{16}$$

Подставив (9) с вычисленной константой c_2 в (13) и выполнив интегрирование, для J получим выражение

$$J = \frac{2^{7/2}e^2E\sqrt[3]{\beta}\,n}{0{,}67\,m\omega}\left\{\frac{3}{\delta^2}[\delta\sqrt{\Phi}+1]+\Phi\right\}\exp\{\delta(0{,}44\sqrt{I}-\sqrt{\Phi})\}, \tag{17}$$

где $\delta = 2\sqrt{3/\tau\alpha}$.

Формула (17) получена в приближении $I < \Phi$. Согласно (17) J экспоненциально зависит от разности $(0{,}44\sqrt{I} - \sqrt{\Phi})$ и при малых I (без учета квантового поглощения света ($\hbar\omega = 0$) $I = 0$) ток J мал. При $I \to \Phi$ экспоненциальная зависимость пропадает.

Таким образом, ток электронов через барьер существенным образом зависит от квантового характера поглощения света электронами: при одной и той же скорости α набора энергии электроном в поле волны условие прохождения электрона качественно меняется с изменением величины кванта излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Small J. F. et al.* Appl. Phys. Lett., 24, 275 (1974).
2. *Jennings D. A., Peterson F. R., Evenson K. M.* Appl. Phys. Lett., 26, 510 (1975).
3. *Heiblum M. et al.* IEEE, QE—14, 159 (1978).
4. *Matarese L. M., Evenson K. M.* Appl. Phys. Lett., 17, 8 (1970).
5. Туннельные явления в твердых телах. Под. ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. Изд. Мир, М., 1973, с. 106.
6. *Райзнер Ю. П.* Лазерная искра и распространение разрядов. Изд. Наука, М., 1974, с. 100.
7. *Беленов Э. М.* и др. ЖЭТФ, 66, 579 (1974).
8. *Sanchez A. et al.* J. Appl. Phys., 49, 5270 (1978).

ՄԵՏԱՂ–ԱՐԳԵԼՔ–ՄԵՏԱՂ ԱՆՑՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Է. Մ. ԲԵԼԵՆՈՎ

Հետազոտված է հոսանքի անցման մեխանիզմը մետաղ-արգելք-մետաղ կառուցվածքում այն դեպքում, երբ քվանտի էներգիան փոքր է արգելքի բարձրությունից ($\hbar\omega < \Phi$)։ *Ցույց է տրված, որ այդ դեպքում բաշխման ֆունկցիայի ձևախախտման պատճառով դետեկտումը կապված է արտաարգելքային հոսանքի առաջացման հետ։*

ON THE DETECTION PROPERTIES OF METAL-BARRIER-METAL JUNCTIONS

A. G. ALEKSANYAN, E. M. BELENOV

The mechanism of current flow in MBM structures has been investigated when the quantum energy was less than the barrier height ($\hbar\omega < \Phi$). It is shown that in this case the detection ability of MBM junctions is connected with the rise of over-barrier current due to the distortion of distribution function.