Краткие сообщения по физике № 11 1981

ПЕРЕХОДЫ МЕТАЛЛ-БАРЬЕР-МЕТАЛЛ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ СВЕТОВЫХ КВАНТОВ

А. Г. Алексанян, Э. М. Беленов

УДК 621.373.8

Исследуются высокочастотные свойства переходов металл – барьер – металл в случае, когда величина энергии светового кванта становится порядка величины высоты барьера. На примере надбарьерного тока показано, что ток через барьер существенным образом зависит от квантового поглощения света электронами.

С появлением лазеров значительно возрос интерес к использованию переходов металл – барьер – металл (МБМ-диод) в качестве умножителей частоты, смесителей излучений субмиллиметрового и ИК диапазонов, а также в качестве детекторов в видимой области спектра /1,2/. Представляется поэтому важным (как в теоретическом плане, так и для практических приложений) исследование высокочастотных свойств таких переходов, когда величина энергии светового кванта становится порядка величины высоты барьера, образуемого запрещенной зоной изолирующего слоя.

В этом случае, очевидно, поведение электронов нужно описывать не классическим, а квантовым кинетическим уравнением, которое имеет вид /3/:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = G\{-a(\varepsilon)F(\varepsilon) - b(\varepsilon)F(\varepsilon) + a(\varepsilon - \hbar\omega)F(\varepsilon - \hbar\omega) + b(\varepsilon + \hbar\omega)F(\varepsilon + \hbar\omega)\} + \frac{F(\varepsilon)}{\tau}; \quad \int_0^\infty F(\varepsilon)d\varepsilon = n. \qquad (1)$$

Здесь G – поток световых квантов, $a(\varepsilon)$ – коэффициент поглощения света; $b(\varepsilon + \hbar\omega) = a(\varepsilon)[\varepsilon/(\varepsilon + \hbar\omega)]^{1/2}$ – коэффициент вынужденного излучения электрона с энергией $\varepsilon + \hbar\omega$; n – плотность электронов, τ – время релаксации электрона по энергии.

Положим $\partial F/\partial t = 0$ и, считая $\hbar\omega/\varepsilon \ll 1$, разложим правую часть (I) в ряд до кубических по $\hbar\omega$ членов. В этом приближении уже учитывается квантовый характер поглощения света электроном: в кинетическом уравнении [*)]

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

где $\alpha = e^2E_0^2\nu_{eff}/2m\omega^2$ – скорость набора энергии электроном в поле $E = E_0\cos\omega t$, m и e – масса и заряд электрона, ν_{eff} – эффективная частота столкновения электрона, появляется постоянная Планка $\hbar$.

Функция $F(\varepsilon)$ удовлетворяет следующим граничным условиям: $F(\infty) = 0$, $F'(0) = 0$, $F''(0) = 0$. Первое из этих условий очевидно, второе следует из требования однозначного определения средней скорости набора энергии электрона в электрическом поле, третье – из обращения при $\varepsilon = 0$ потока электронов в нуль.

Уравнение (2) точно не решается. В то же время при малых ε функцию распределения можно аппроксимировать выражением

$$F(\varepsilon) \simeq F_1(\varepsilon) = C_1\exp\{-[\varepsilon^3/(\hbar\omega)^2\alpha\tau]/3\},$$

при больших ε – выражением

$$F(\varepsilon) \simeq F_2(\varepsilon) = C_2\exp\{-2\sqrt{(3/\tau\alpha)\varepsilon}\}.$$

Рассмотрим приближение, когда функцию $F(\varepsilon)$ на всем интервале энергий можно аппроксимировать двумя функциями $F_1(\varepsilon)$ и $F_2(\varepsilon)$. В этом случае из условия непрерывности функций $F_1(\varepsilon)$ и $F_2(\varepsilon)$ и их производных нетрудно найти значение энергии $\varepsilon = I$, при котором одно решение переходит в другое. Для I получаем следующее выражение:

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

[*)] В приближении $\hbar\omega = 0$ уравнение (2) переходит в классическое уравнение Больцмана сферически симметричной части функции распределения.

Оценим величину I. Полагая $E_o \sim 10^5$ В/см (типичное значение напряженности поля, генерируемого на МБМ-диоде при его лазерном облучении [4]); $\hbar\omega \sim 1$ эВ, $\nu_{eff}\tau \sim 10^2$, находим $I \sim 1$ эВ.

В качестве примера рассмотрим надбарьерный ток j МБМ-диода. Плотность потока электронов пропорциональна интегралу от функции $\varepsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial\varepsilon} [F(\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon}]$. Поэтому плотность надбарьерного тока будет пропорциональна величине

$$\int_A^\infty D(\varepsilon)\varepsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial\varepsilon} [F(\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon}]\, d\varepsilon,$$

где A – высота барьера, а $D(\varepsilon)$ – коэффициент надбарьерного прохождения электрона. Полагая для простоты $D(\varepsilon) \simeq 1$, имеем для j выражение:

$$j = \frac{2^{5/2} e^2 E_o^2 n \delta^2}{6m\omega(\delta\sqrt{I} + 1)} \left[\frac{3}{\delta^2} (\delta\sqrt{A} + 1) + A\right] \exp\{\delta(\sqrt{I} - \sqrt{A})\} \sin\omega t, \quad (4)$$

где $\delta = 2\sqrt{3/\tau\alpha}$.

Формула (4) получена в приближении, когда $I < A$. Согласно (4), j экспоненциально зависит от разности $\sqrt{I} - \sqrt{A}$ и при малых I (без учета квантового поглощения света ($\hbar\omega = 0$) I всегда равна нулю) ток j мал. При $I \to A$ экспоненциальная зависимость пропадает.

Таким образом, ток электронов через барьер существенным образом зависит от квантового 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.

Поступила в редакцию
6 мая 1981 г.

Литература

1. D. Sokoloff et al., Appl. Phys. Lett., 17, 257 (1970).
2. K. M. Evenson et al., Phys. Lett., 22, 192 (1973).

3. Ю. П. Райзер, УФН, 87, 29 (1965).
4. M. Heiblum et al., IEEE, QE-14, N 3, 159 (1978).