

О ТУННЕЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Г. М. АРУТЮНЯН

В работе [1] рассматривалось взаимодействие сильной электромагнитной волны с собственными размерно-квантованными полупроводниками. Было показано, что влияние сильной волны в условиях насыщения в поглощении приводит в размерно-квантованном спектре к новым стационарным состояниям с характерной щелью $\hbar\alpha_{\rightarrow p}$, расположенной при некотором резонансном импульсе p_0 [1] (ниже мы следуем обозначениям [1]),

$$\hbar\alpha_{\rightarrow p} = \frac{e}{2\Omega} |F_{n,z}^m \vec{E}_{\rightarrow p}^0 \vec{v}_{cv}| \cos \vartheta, \quad m, n = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

Известно [2], что существующую в сверхпроводнике щель можно изучать, исследуя вольт-амперные характеристики туннельных переходов. В рассматриваемом нами случае аналогом перехода «металл-сверхпроводник» будет переход «полупроводниковая пленка—полупроводниковая пленка в поле сильной электромагнитной волны». По аналогии с полуфеноменологической теорией туннельного перехода ток через такой переход (при $T=0$) запишется в виде

$$J = C \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_{eV}^0 \rho(E) dE, \quad \rho(E) = \frac{m^*}{4\pi^2 \hbar^2} \sum_{m,n} \frac{|E|}{V E^2 - \hbar^2 |z|^2 \cos^2 \vartheta}, \quad (2)$$

где C имеет смысл проводимости, ϑ — угол между квазиимпульсом $\vec{p}$ электрона и вектором электрической напряженности $\vec{E}_{\rightarrow p}^0$ в волне, $\rho(E)$ — плотность состояний размерно-квантованного полупроводника в состоянии насыщения (энергия E , как и в [2], отсчитывается от уровня Ферми), а V — внешний приложенный потенциал. Двумерный междузонный матричный элемент $\vec{v}_{cv}(\vec{p})$ из (1) выражается через векторы обратной решетки и квазиимпульс $\vec{p}$. Для переходов (под действием сильной электромагнитной волны) между экстремумами „с“- и „v“-зон зависимость от $\vec{p}$ слабая и хорошим приближением является $\hbar\alpha_{\rightarrow p} = \text{const}$. Поэтому имеет смысл рассмотреть случай изотропной щели $\alpha_{\rightarrow p} = \alpha$.

Интегрирование в (2) с учетом этого обстоятельства дает

$$J_1 = \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} \sum_{m,n} C V \sqrt{(eV)^2 - \hbar^2 |\alpha|^2}, \quad eV > \hbar\alpha, \quad (3)$$

$$J_1 = 0, \quad 0 \leq eV \leq \hbar\alpha.$$

Эта зависимость изображена на рис. 1; она позволяет более или менее однозначно идентифицировать параметр энергетической щели.

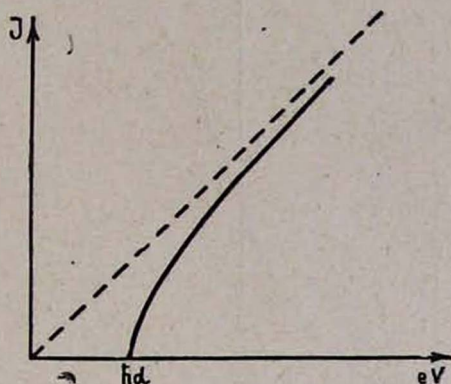


Рис. 1.

В модели с анизотропной щелью, $\alpha_p = \alpha \cos \vartheta$, выполняя интегрирование в (2), непосредственно получаем решения как справа, так и слева от $\hbar\alpha$

$$J_2 = \frac{m^*}{\pi^2 \hbar^2} \sum_{m,n} C e V E \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\hbar\alpha}{eV} \right), \quad eV > \hbar\alpha, \quad (4)$$

$$J_3 = \frac{m^*}{\pi^2 \hbar^2} \sum_{m,n} C \hbar\alpha \left\{ E \left(\frac{\pi}{2}, \frac{eV}{\hbar\alpha} \right) - \left[1 - \left(\frac{eV}{\hbar\alpha} \right)^2 \right] F \left(\frac{\pi}{2}, \frac{eV}{\hbar\alpha} \right) \right\},$$

$$eV < \hbar\alpha, \quad (5)$$

где функции E и F — полные эллиптические интегралы. Эти решения изображены на рис. 2. Легко убедиться, что выражение J_2 в пределе $eV \gg \hbar\alpha$ становится линейным, а формула (5) при $eV \ll \hbar\alpha$ принимает вид

$$J_4 = \frac{m^*}{4\pi\hbar^2} \sum_{m,n} \frac{C}{\hbar\alpha} (eV)^2, \quad (6)$$

т. е. зависимость тока от напряжения становится квадратичной. В предположении анизотропности щели при $eV \sim \hbar\alpha$ происходит значительное «размазывание» порога уже при $T=0$ (сравни с [2], стр. 67), следствием чего является наличие туннелирования при $eV < \hbar\alpha$.

Интересным, на наш взгляд, является зависимость щели от размера квантования d (величина $F_{n,s_x}^m(d)$ в (1)). Вариация толщины пленки в пределах, обеспечивающих квантованность спектра, приводит к вариации величины щели, что в свою очередь может существенно сказаться на описанных выше вольт-амперных характеристиках.

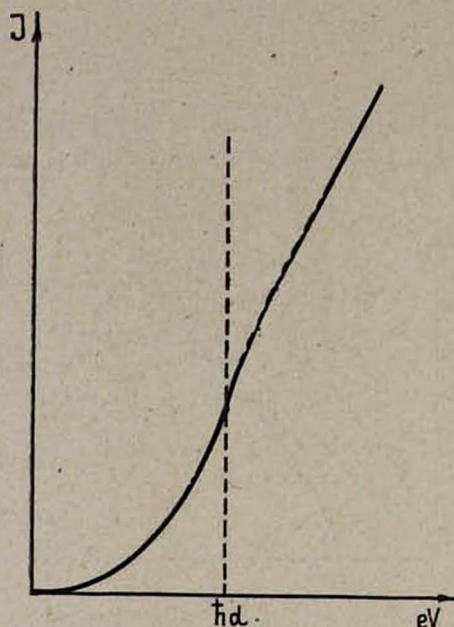


Рис. 2.

В заключение отметим, что для экспериментального наблюдения указанных характеристик требуются низкие температуры, полупроводниковые пленки толщиной $d = 10^{-5} - 10^{-6}$ см и лазерные поля напряженностью $E \approx 10^4 - 10^5$ в/см. Предполагается также, что в исследуемой системе отсутствуют условия для развития ударной ионизации.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 5.X.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Арутюнян. ФТП, 7, 600 (1973).
2. Д. Дулас, Л. Фаликов. Сб. Сверхпроводимость, Изд. Наука, 1963.

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ԹՈՒՆԵԼԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկվում է թունելային հոսանքը «կիսահաղորդչային թաղանթ-ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքում գտնվող կիսահաղորդչային թաղանթ» անցումում (երբ $T=0$)։ Ստացված են վոլտ-ամպերային բնութագրերը, երբ ճեղքը, որը գոյանում է չափային-քվանտացված սպեկտրում ուժեղ ալիքի հետևանքով, իզոտրոպ և անիզոտրոպ է։

ON THE TUNNEL-EFFECT IN SEMICONDUCTOR FILMS

G. M. HARUTUNYAN

The tunnel current through the junction semiconductor film—semiconductor film in strong electromagnetic field (at $T = 0$) is considered.

The voltage-current characteristics both in the case of isotropic and unisotropic split in dimension quantized spectrum due to strong electromagnetic wave are obtained.