

ПЫРЖКОВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В n -InSb

*Е.М.Гершензон, В.А.Ильин, Л.Б.Литвак-Горская,
С.Р.Филонович*

Показано, что в предельно очищенном и компенсированном n -InSb реализуется новый вид фотопроводимости — прыжковая фотопроводимость.

Принято считать, что фотопроводимость (ФП) всегда обусловлена свободными носителями. В [1] обсуждается иной механизм фотопроводимости, когда вследствие поглощения фотонов облегчаются прыжки между локализованными состояниями.

Нами в n -InSb обнаружен новый вид ФП — прыжковая фотопроводимость.

Исследовалась ФП, возникающая в образцах n -InSb с концентрацией доноров $N_d \approx 1 \div 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и компенсацией K $0,8 < K < 0,95$ под действием субмиллиметрового и миллиметрового излучения ($\lambda=0,6 \div 8 \text{ мм}$). Измерения проводились с использованием стандартной модуляционной методики при $T = 4,2 \div 1,7 \text{ К}$ в магнитных полях $H = 0 \div 5 \text{ кэ}$ на спектрометрах с ЛОВ [2] и клистроны [3]; от коротковолнового излучения образец был экранирован.

При $T \lesssim 10\text{K}$ такой материал обладает темновой прыжковой проводимостью с ϵ_3 — энергией активации, которая сменяется при $T = 4\text{K}$ моттовской прыжковой проводимостью [4]. В этих условиях большинство электронов сосредоточено на донорных парах, являющихся аналогом молекулярного иона водорода H_2^+ [5]. В качестве примера приведем результаты исследования образца с $N_d \approx 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $K=0,9$, $\epsilon_3 = 0,7 \text{ мэв}$. В этом образце характерный размер донорных пар H_2^+ $R_T \approx 2a$ (a — борковский радиус электрона на доноре), а их энергия ионизации $\epsilon_1 = 1,4 \text{ мэв}$.

ФП возбуждалась излучением с такими частотами, когда $\hbar\omega \ll \epsilon_1$ или $\hbar\omega \ll \epsilon_1$. На рис. 1 представлены графики сигналов ФП

$\Delta\sigma(H)/\Delta\sigma(0) = f(H)$ для различных λ при $T = 1,7\text{K}$. По энергии кванта λ_1 соответствует фотоионизации, λ_2 — переходу $1s\sigma_g \rightarrow 1p\pi_u$ [5], $\lambda_3 - \epsilon_3$. Для $\lambda_4 \hbar\omega < \epsilon_3$. Видно резкое уменьшение сигнала с ростом H для всех λ и совпадение кривых для коротких волн.

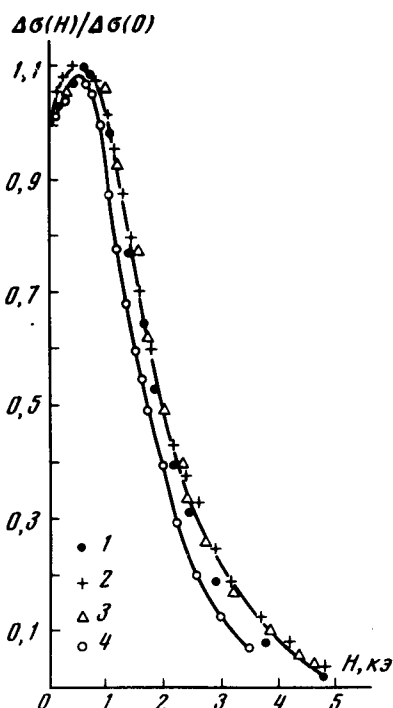


Рис. 1. Зависимость $\Delta\sigma(H)/\Delta\sigma(0)$ от H при $T = 1,7\text{K}$: 1 — $\lambda_1 = 0,87 \text{ мкм}$; 2 — $\lambda_2 = 1,12 \text{ мкм}$; 3 — $\lambda_3 = 1,74 \text{ мкм}$; 4 — $\lambda_4 = 8 \text{ мкм}$

Приведенные экспериментальные результаты не могут быть объяснены ФП свободных электронов. В этом случае убывание подвижности с H , найденное из изменения проводимости под действием излучения $\Delta\sigma(H)$ при известной зависимости коэффициента поглощения α от H , должно описываться соотношением $\frac{\mu(0) - \mu(H)}{\mu(H)} = \text{const } H^2$;

последнее не выполняется, Мы предположили, что в рассматриваемом случае имеет место ФП прыжкового типа. Тогда, если $\hbar\omega \gtrsim \epsilon_3$, электрон, поглотивший фотон, переходит на возбужденное состояние H_2^+ -центра и затем, испуская фонон, переходит на уровень протекания; при

$\hbar\omega < \epsilon_3$ механизм ФП сходен с описанным в [1]. В случае прыжковой ФП удобно рассматривать не величину μ , которая здесь не имеет ясного физического смысла, а вероятность прыжка электрона в единицу времени на центр, находящийся на расстоянии R от стартового $W_p \sim \exp(-2R/a)$. При этом

$$\Delta\sigma \sim W_p a q \tau, \quad (1)$$

где q — число квантов, падающих в единицу времени на единицу поверхности образца, τ — время участия электрона в фотопроводимости. В случае ϵ_3 -проводимости [6]:

$$\frac{W_p(H)}{W_p} = \exp \left[-\frac{t_1 a e^2 H^2}{N_d \epsilon^2 \hbar^2} \right], \quad (2)$$

где $\tau = \text{const}$; в случае моттовской прыжковой проводимости [6,7]:

$$\frac{W_p(H)}{W_p} = \exp \left[-\frac{1}{504} \frac{e^2 a^{*4} H^2 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3/4}}{c^2 \hbar^2} \right], \quad (3)$$

где T_0 — постоянная, связанная с плотностью состояний на уровне Ферми, $a^* = \hbar / \sqrt{2m\epsilon_1}$ — характерная длина спада волновой функции основного состояния H_2^+ . Поскольку независимый эксперимент показывает, что при $H = 0 \div 4 \text{ кэВ}$ $\tau(H) = \text{const}$, то для режима генератора тока при $U = \text{const}$ легко получить:

$$\frac{W_p(H)}{W_p} = \frac{\Delta U(H)}{\Delta U(0)} \frac{\sigma(H)}{\sigma(0)} \frac{\alpha(0)}{\alpha(H)}. \quad (4)$$

Результаты соответствующего расчета представлены на рис. 2. Видно, что $\ln[W_p(H)/W_p] \sim H^2$. Там же приведен график темновой проводимости $H\sigma(H)/\sigma(0)$.

Из зависимости темновой проводимости от $H\sigma(H)/\sigma(0)$ можно оценить радиус состояний, по которым она осуществляется — $a \approx 680 \text{ \AA}$. Такую же оценку по (2) можно сделать для ФП ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$); она дает $a \approx 610 \text{ \AA}$. Малое различие между этими величинами свидетельствует в пользу того, что ФП осуществляется по тем же состояниям, что и темновая проводимость, т.е. по уровню протекания. В то же время, при $\hbar\omega < \epsilon_3$ ($\lambda_4 = 8 \text{ мкм}$), по-видимому, уже нет фотовыброса электронов на уровень протекания, а идет стимулированная фотонами прыжковая проводимость вблизи уровня Ферми, обсуждаемая в [1]. Здесь, согласно (3), $a^* \approx 530 \text{ \AA}$, что близко к $a^* \approx 460 \text{ \AA}$, вычисленному из ϵ_1 .

Считается, что предельно очищенный и компенсированный n -InSb является оптимальным для создания высокочувствительных приемников субмиллиметрового излучения [8]. Специально проведенные нами измерения показывают, что это верно лишь при $0,8 < K < 0,95$. Пользуясь предложенной моделью ФП, можно рассчитать вольт-ваттную чувствительность таких приемников S_u . В случае ФП по уровню протекания:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{W_p a q \tau}{W_{\epsilon_3} (N_d - N_a)} \quad \text{и} \quad S_u = \frac{a U \tau \exp(\epsilon_3/kT)}{S \hbar \omega (N_d - N_a)} \quad (5)$$

где $W_{\epsilon_3} = W_p \exp(-\epsilon_3/kT)$, S — площадь приемного элемента. Для рассмотренного образца $\lambda = 1 \text{ мм}$, $a = 20 \text{ см}^{-1}$, $\tau = 3 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$, $U = 0,1 \text{ в}$, $S = 0,24 \text{ см}^2$; рассчитанная величина $S_u = 10^4 \text{ в/вт}$. Экспериментально полученное значение S_u составляет $\approx 3 \cdot 10^3 \text{ в/вт}$. Близость теоретического и экспериментального значений S_u является дополнительным свидетельством в пользу предложенного механизма ФП.

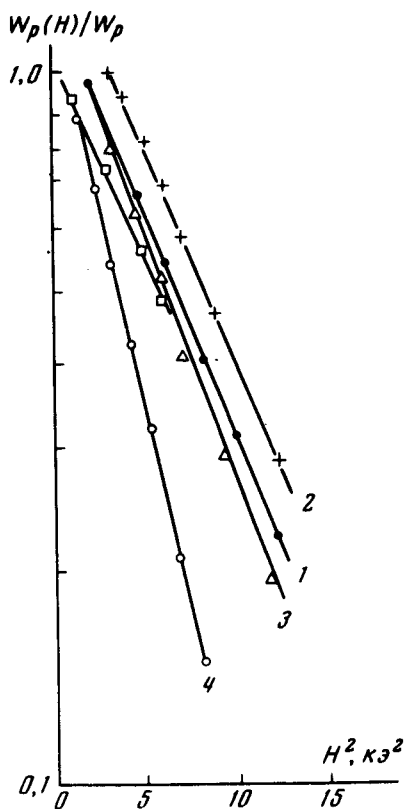


Рис. 2. Зависимости $W_p(H)/W_p$ (кривые 1–4) и $\sigma(H)/\sigma(0)$ (кривая 5) от H^2 . Номера кривых соответствуют рис. 1

Таким образом, на наш взгляд, в n -InSb реализуется фотопроводимость прыжкового типа.

В заключение отметим, что механизм прыжковой фотопроводимости, вероятно, может осуществляться и в других неупорядоченных системах, например, в аморфных полупроводниках.

Авторы признательны Р.И.Рабиновичу и Б.И.Шкловскому за обсуждение результатов и В.С.Ивлевой за предоставление n -InSb.

Московский
государственный педагогический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
6 июля 1977 г.

Литература

- [1] В.Л.Бонч-Бруевич, В.К.Чапек. Письма в ЖЭТФ, 16, 109, 1972.
 - [2] Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, Н.Г.Птицина. ЖЭТФ, 64, 587, 1973.
 - [3] В.В.Аренадрчук, Е.М.Гершензон, Л.Б.Литвак-Горская. ФТП, 7, 132, 1973.
 - [4] Е.М.Гершензон, В.А.Ильин, Л.Б.Литвак-Горская. ФТП, 8, 295, 1974.
 - [5] В.В.Арендарчук, Е.М.Гершензон, Л.Б.Литвак-Горская, Р.И.Рабинович. Письма в ЖЭТФ, 17, 237, 1973; ЖЭТФ, 65, 2387, 1973.
 - [6] Б.И.Шкловский. ФТП, 6, 1197, 1972.
 - [7] N.F.Mott. Phil. Mag., 19, 835, 1969.
 - [8] А.Н.Выставкин, В.Н.Губанков, В.Н.Листвин, В.В.Мигулин. ФТП, 1, 844, 1967.
-