

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В n -InSb В СЛУЧАЕ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ

Р.И.Дягущенко, Д.Н.Наследов, Ю.Г.Попов, И.Н.Ясневич

Ранее в литературе [1-3] указывалось о наблюдении осцилляторной фотопроводимости и фотомагнитного эффекта в p -InSb, которые объяснялись эффектом разогрева электронов излучением [3-5]. Аналогичные эффекты наблюдались и в электронном InSb [6]. Однако осцилляции фотомагнитного эффекта на основе простого разогрева фотоэлектронов интерпретировать нельзя, поскольку в n -InSb фотомагнитный эффект определяется коэффициентом амбиполярной диффузии, т.е. практически коэффициентом диффузии дырок.

Интерпретация оказывается возможной, если наряду с горячими фотоэлектронами учесть фон равновесных электронов.

Рассмотрим качественно простейший случай. В процессе возбуждения пары электрон-дырка вся избыточная энергия светового кванта практически отдается электрону. Из-за сильного взаимодействия с оптически фононами фотоэлектроны сразу переходят в интервал энергий $\theta - \hbar\omega_e$ ($\hbar\omega_e$ - энергия продольного оптического фонона). Пусть в этом интервале они сохраняют свою энергию. Тогда мы имеем две группы электронов: равновесные с температурой решетки и горячие фотоэлектроны. Условие квазинейтральности приводит к возникновению электрического поля при диффузии горячих электронов внутрь образца (их поток q_{n1}). Это поле создает поток холодных электронов q_{n2} , направленный навстречу q_{n1} . Потоки q_{n1} и q_{n2} в значительной мере скомпенсированы и их разность равна потоку дырок внутрь образца q_p . При наложении магнитного поля поток q_{n1} порождает вдоль образца поток $\Omega r(\epsilon_0) q_{n1}$, поток $q_{n2} - \Omega r(\bar{\epsilon}) q_{n2}$, а $q_p - \Omega r_p (m_n/m_p) q_p$ (ϵ_0 - энергия горячих электронов, $\bar{\epsilon} = 3/2 T_0$ - средняя энергия равновесных электронов, T_0 - температура решетки в энергетической шкале, $r(\epsilon_0)$, $r(\bar{\epsilon})$, r_p - времена релаксации по импульсу горячих электронов и дырок, Ω - циклотронная частота электронов.

В результате вдоль образца возникает фотомангнитный ток, плотность которого равна:

$$i_{\text{фм}} = e(\Omega r(\epsilon_0) q_{n1} - \Omega r(\bar{\epsilon}) q_{n2} + \Omega r \frac{m_n}{m_p} q_p) \quad (1)$$

с учетом $q_{n1} - q_{n2} = q_p$ и $m_n/m_p \ll 1$

$$i_{\text{фм}} \approx e \Omega (r_0 - r) q_{n1} + e \Omega r q_p. \quad (2)$$

Первый член в (2) определяется электронами и обычно много больше второго, соответствующего обычно результату диффузионной теории без разогрева.

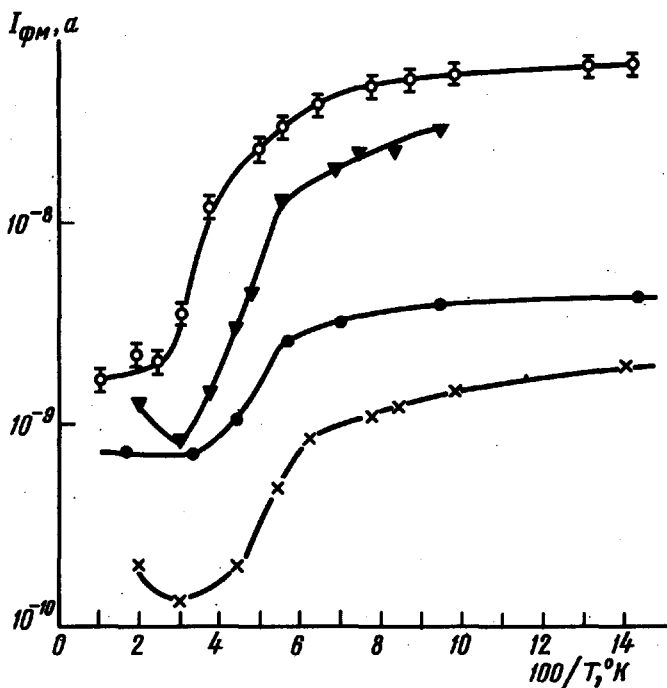


Рис.1. Температурные зависимости тока короткого замыкания для образцов n -InSb (\circ 1N, \blacktriangledown 2N, \bullet 3N, \times 4N)

Работа, в которой изложена строгая кинетическая теория для низкого уровня освещения находится в печати [7]. Если можно пренебречь поверхностной рекомбинацией, а электроны преимущественно рассеиваются на ионизованных примесях, то фотомангнитный ток на единицу толщины образца определяется следующей простой формулой

$$i_{\text{фм}} = I_e \Omega r_0 \frac{a \lambda_0^2}{1 + a \lambda_0} \quad (3)$$

где

$$\lambda_0 = \frac{2}{3} \frac{\epsilon_0 \tau(\epsilon_0) t_n(\epsilon_0)}{m_n} \quad (4)$$

есть длина диффузии электронов с энергией ϵ_0 , $t_n(\epsilon)$ — время жизни электрона с энергией ϵ . При выводе этой формулы совершенно пренебрегли межэлектронным взаимодействием.

Формула (3) отличается от результата обычной диффузионной теории тем, что вместо длины амбиполярной диффузии приблизительно равной

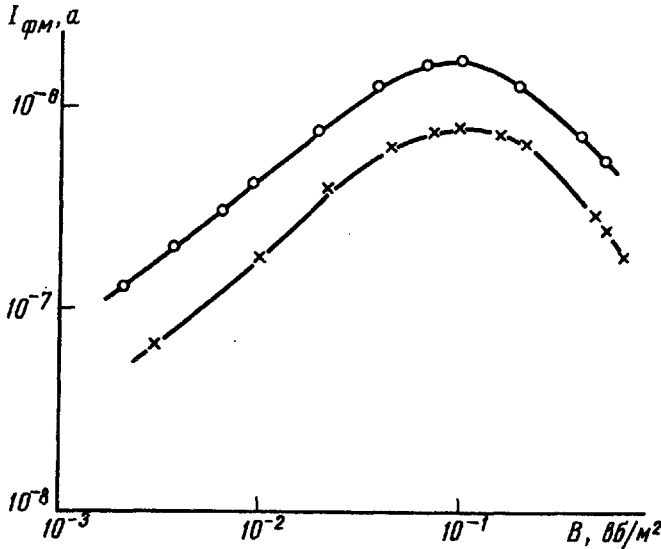


Рис.2. Зависимости фотоманнитного тока короткого замыкания от магнитной индукции (O — 1N, X — 2N)

длине диффузии дырок λ_p , здесь всюду стоит длина диффузии горячих электронов λ_0 .

В случае сильного межэлектронного взаимодействия, когда устанавливается максвелловское распределение электронов по энергии с эффективной температурой $T_e \neq T_0$, получаются аналогичные результаты.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные, полученные для образцов n -InSb с различными концентрациями электронов. На рис.1 представлены температурные зависимости $I_{\text{фм}}$ для образцов с концентрациями электронов $4,9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ + $4,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Из рисунка видно, что для всех образцов в области температур 15–50°K наблюдается довольно резкий рост $I_{\text{фм}}$, после чего наступает насыщение (рост $I_{\text{фм}}$ в некоторых образцах достигает полутора порядков). Этот рост нельзя объяснить за счет увеличения времени жизни носителей тока. Так как для этого необходимо, чтобы время жизни носителей возрастало на два-три порядка, что должно составлять 10^{-3} сек при 7°K (при 77°K $\tau_n \approx \tau_p \sim$

$\sim 10^{-6}$ сек). Однако, изучение релаксационных процессов ФМ эффекта (при импульсной засветке) показало, что времена жизни электронов и дырок не больше 10^{-6} сек.

На наш взгляд довольно резкий рост $I_{\text{ФМ}}$ связан с увеличением вклада в эффект разогретых электронов с их высокой подвижностью при уменьшении температуры в согласии с уравнением (3).

На это же указывают и результаты исследования зависимостей $I_{\text{ФМ}}$ от магнитного поля. Эти зависимости для двух образцов показаны на рис.2. Как видно из рисунка, при 7°K для электронных образцов существенна роль поверхностной рекомбинации при больших магнитных полях, даже при тщательно обработанной поверхности.

Из зависимостей $I_{\text{ФМ}}$ от H по методу Курника-Циттера была оценена величина подвижности носителей тока, эффективно участвующих в фотомагнитном эффекте. Значения подвижности представлены в таблице, в которой также даны темновые подвижности электронов и их концен-

Т а б л и ц а

	$n, \text{см}^{-3}$	$\mu_{nT}, \text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек} (80^\circ\text{K})$	$\mu_{nT}, \text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек} (7^\circ\text{K})$	$\mu_{nc}, \text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек} (7^\circ\text{K})$
1N	$8 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^5$
2N	$4,1 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^4$	$9,2 \cdot 10^4$

трации. Как видно из таблицы, найденные подвижности являются электронными (подвижность дырок не превышает $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$). Бóльшее значение подвижности фотоэлектронов μ_{nc} в образце 1N, в котором темновая подвижность μ_{nT} меньше, чем в 2N, на наш взгляд, связана с меньшим межэлектронным взаимодействием в этом образце (концентрация темновых электронов примерно в пять раз меньше, чем в 2N). Таким образом, экспериментальные результаты качественно, хорошо согласуются с теорией.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
6 июля 1967 г.

Литература

- [1] M.A.Nabegger, H.J.Fan. Phys. Rev. Lett., 12, 99, 1964.
- [2] H.J.Stocker, H.Levinstein, C.R.Stannard. Phys. Rev. Lett., 12, 163, 1964.
- [3] Д.Н.Наследов, Ю.Г.Попов, Ю.С.Сметанникова, И.Н.Ясиевич. ФТТ, 8, 2853, 1966.

- [4] В.Ф.Елесин, Э.А.Манькин. ФТТ, 8, 2945, 1966.
- [5] H.J.Stocker, H.Karlan. Phys. Rev., 150, 619, 1966.
- [6] Д.Н.Наследов, Д.Г.Попов, Ю.С.Сметанникова. ФТТ, 6, 3728, 1964.
- [7] Р.И.Лягущенко, И.Н.Ясиевич. ФТТ, 9, № 12, 1967.