

РАЗОГРЕВ И ОСТЫВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ В КОМПЕНСИРОВАННОМ АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

С.П.Ашмонтас, Ю.К.Пожела, Л.Е.Субачюс

Экспериментально обнаружено, что в высокоомном компенсированном InSb при $T_0 = 78\text{K}$ в греющих электрических полях имеет место эффект "абсолютного" охлаждения электронного газа, ранее предсказанный в работе [1]. Установлено, что в классически сильном магнитном поле, ортогональном электрическому полю, эффект охлаждения электронного газа исчезает.

В работе [1] теоретически было показано, что при низких температурах в высокоомных полупроводниках, когда доминирующим механиз-

мом потерь энергии электронов является спонтанное испускание оптических фононов, а импульса — ионизированные примеси, в определенном интервале электрических полей с ростом поля возможно уменьшение средней энергии электронного газа даже по сравнению с равновесным значением $\epsilon_0 = \frac{3}{2} kT_0$. Однако экспериментального подтверждения существования эффекта "абсолютного" охлаждения электронного газа в сильных электрических полях не было.

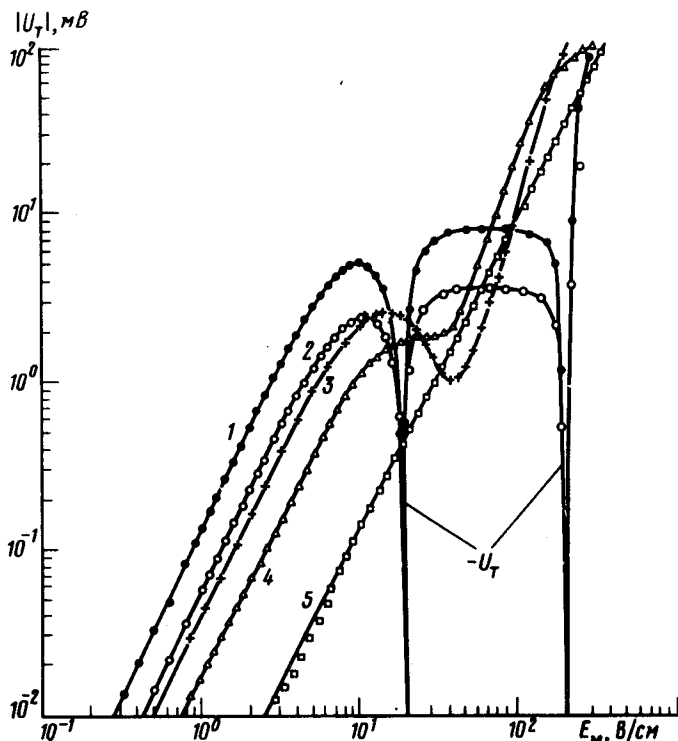


Рис. 1. Зависимости термоэдс горячих электронов от амплитуды СВЧ электрического поля при $T_0 = 78$ К. Концентрация электронов в n - и n^+ -областях, см^{-3} : 1 — $9,0 \cdot 10^{10}$ и $1,5 \cdot 10^{12}$, 2 — $1,2 \cdot 10^{11}$ и $4,4 \cdot 10^{11}$, 3 — $9,0 \cdot 10^{11}$ и $8,5 \cdot 10^{12}$, 4 — $3,0 \cdot 10^{12}$ и $1,5 \cdot 10^{13}$, 5 — $2,3 \cdot 10^{13}$ и $8,1 \cdot 10^{13}$

Объектом исследования в настоящей работе был компенсированный InSb с примесью хрома (InSb < Cr >) [2], содержащий при $T_0 = 78$ К плавный $n-n^+$ -переход. Зондирование полевых зависимостей средней энергии электронного газа нами осуществлялось по величине термоэдс горячих электронов U_T , возникающей на $n-n^+$ -переходе высокоомных образцов n -InSb < Cr > при воздействии сверхвысокочастотного (СВЧ) электрического поля трехсантиметрового диапазона волн, используя соотношение

$$\frac{\overline{\epsilon \mu_d}}{\epsilon_0 \overline{\mu_d}} = 1 + \frac{U_T}{V_{k_0}}, \quad (1)$$

где $eV_{k_0} = kT_0 \ln \frac{n^+}{n}$ — высота потенциального барьера n - n^+ -перехода,

$\bar{\epsilon}$, $\bar{\mu}_d$ — усредненные за СВЧ период энергия и дифференциальная подвижность электронного газа (соотношение (1) получено из выражения для U_T [3], используя модифицированное соотношение Эйнштейна [4]).

Полевые зависимости термоэдс горячих электронов (см. рис. 1) показали, что при $T_0 = 78\text{K}$ в образцах n -InSb < Cr > с концентрацией электронов в n^+ -области $n^+ \leq 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ рост U_T с ростом амплитуды СВЧ электрического поля E_M имеет немонотонный характер, а в наиболее высокоомных образцах ($n^+ \leq 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) в интервале полей $20 \leq E_M \leq 200 \text{ (В/см)}$ имеет место инверсия знака U_T . Так как в высокоомном n -InSb < Cr > при $E_M < 50 \text{ В/см}$ отношение μ_0/μ_d не превышает 1,1 [5] (μ_0 — подвижность электронов в слабом поле), то разумно предположить, что $\epsilon\mu_d/\epsilon_0\bar{\mu}_d \approx \bar{\epsilon}/\epsilon_0$ и, следовательно, согласно (1) наблюдаемая инверсия знака U_T в греющих полях обусловлена понижением средней энергии электронного газа ниже равновесного значения. Нами получено, что минимальное значение $\bar{\epsilon}/\epsilon_0 \approx 0,6$.

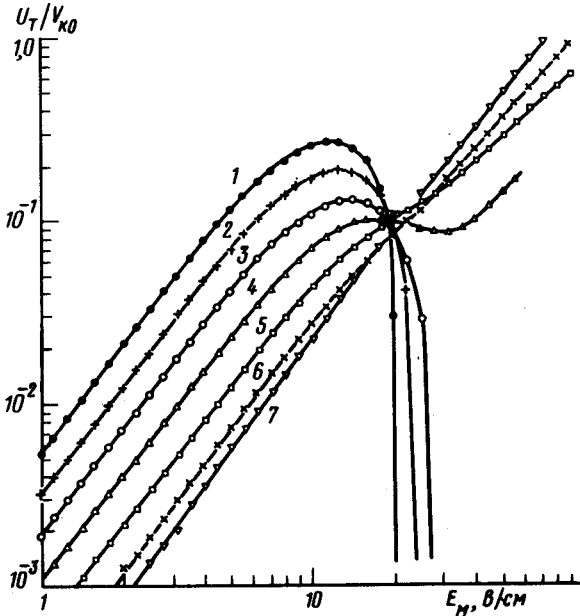


Рис. 2. Полевые зависимости термоэдс горячих электронов высокоомного n -InSb < Cr > с $V_{k_0} = 20 \text{ мВ}$ при разных значениях магнитного поля B , T : 1 — 0,00; 2 — 0,01; 3 — 0,015; 4 — 0,02; 5 — 0,03; 6 — 0,05; 7 — 0,1

Из сопоставления полученных результатов с теорией [1] наблюдаемое охлаждение электронного газа в греющих полях можно объяснить локализацией электронов в окрестности дна зоны проводимости, куда они попадают после испускания оптического фонона и где их подвиж-

ность мала. Действительно, в использованных нами образцах $\mu_0 \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$, что указывает на преобладающую роль ионизированных центров в рассеянии импульса электронов [6]. Так как концентрация электронов в высокоомных образцах, в которых наблюдается инверсия знака U_T , не превышает $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, то и условие малости n [1], когда межэлектронные взаимодействия пренебрежимо малы, также выполняется. О том, что наблюдаемая инверсия знака U_T обусловлена "абсолютным" охлаждением электронного газа электрическим полем, говорит и тот факт, что с ростом концентрации электронов, вследствие увеличения интенсивности межэлектронных взаимодействий, сначала исчезает инверсия знака U_T , а затем и излом на кривой U_T от E_M .

Исчезновение "абсолютного" охлаждения в образцах с предельно низкой концентрацией электронов при $E_M > 200 \text{ В/см}$ (см. рис. 1) связано с тем, что за характерное время эмиссии оптического фона электрон глубоко проникает в активную область и даже после испускания оптического фона он имеет достаточно большую энергию.

Эффект охлаждения электронного газа также исчезает и при приложении магнитного поля, перпендикулярного вектору греющего СВЧ электрического поля $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}_M$. Нами получено, что при $B > 0,015 T$ исчезает инверсия знака U_T , а при $B > 0,05 T$, когда $\mu_0 B > 1$, и излом на кривой U_T от E_M (см. рис. 2). Этот факт можно объяснить тем, что движение нелокализованных электронов под действием силы Лоренца в пассивной области фазового пространства сильно искривляется. Следовательно, в магнитном поле уменьшается набор энергии электронами от электрического поля и эмиссия оптических фононов затрудняется, а тем самым уменьшается количество электронов, попадающих в окрестность дна зоны проводимости после испускания оптических фононов.

Авторы благодарят З.С.Грибникова за подробное обсуждение полученных результатов и ценные замечания.

Институт физики полупроводников
Академии наук Литовской ССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1981 г.

Литература

- [1] З.С.Грибников, В.А.Кочелап. ЖЭТФ, 58, 1046, 1970.
- [2] Э.М.Омельяновский, В.И.Фистуль, Л.А.Балагуров, В.С.Ивлева, В.В.Каратаев, М.С.Мильвидский, А.И.Попов. ФТП, 9, 576, 1975.
- [3] С.П.Ашмонтас, Ю.К.Пожела, Л.Е.Субачюс. ФТП, 11, 357, 1977.
- [4] P.S. Cheung, C.J. Hearn. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 5, 1563, 1972.
- [5] С.П.Ашмонтас, Л.Е.Субачюс. ФТП, 13, 1722, 1979.
- [6] D.L. Rode. Phys. Rev. B., 3, 3287, 1971.