

ИЗМЕНЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ  
В  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  n-ТИПА ПРИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

С. П. Гришечкина, М. Х. Максимов, А. П. Шотов

УДК 621.315.592

Обнаружено существенное влияние изменения диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  при сегнетоэлектрическом фазовом переходе на подвижность носителей в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  ( $0 < x < 0,06$ ). В компенсированных образцах в сегнетоэлектрической фазе наблюдалось явление остаточной проводимости с большим временем релаксации.

Узкощелевой полупроводник-сегнетоэлектрик  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  претерпевает структурный фазовый переход от кубической к ромбоэдрической структуре решетки. При этом температура фазового перехода  $T_c$  растет с ростом  $x$  /1/, статическая диэлектрическая проницаемость следует закону Кюри-Вейсса /2/, а при  $T \approx T_c$  наблюдается изменение температурного коэффициента ширины запрещенной зоны /3/.

В  $\text{PbTe}$  и твердых растворах на его основе, как известно, при высоких температурах подвижность электронов и дырок определяется рассеянием на акустических и оптических фононах, а при низких температурах рассеянием на ионизованных дефектах и примесях /4,5/.

Настоящая работа посвящена изучению подвижности носителей заряда в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  ( $0 < x < 0,06$ ) n-типа. Эпитаксиальные слои толщиной 3–6 мкм были выращены методом молекулярной эпитаксии ("горячей стенки") /6/ на свежеколотых подложках из KCl. Холодильная подвижность  $\mu$  и концентрации электронов  $n$  измерялись методом Ван дер Пау в области температур 4,2 – 300 К.

В табл. I представлены значения ширины запрещенной зоны  $E_g$ , концентрации носителей  $n$  и подвижности  $\mu$  для типичных образцов разного состава  $x$ .

Таблица I.

Состав, $x$	$E_g$ , эВ 4,2 К	$n$ , $10^{17}$ см $^{-3}$		$\mu$ , $10^3$ см $^2$ /В·с	
		4,2 К	300 К	4,2 К	300 К
0	0,18	1,4	1,7	60	1,2
0,017	0,21	3,6	4,3	11	1,2
0,026	0,23	4,9	6,6	2,6	0,92
0,036	0,25	0,93	2,3	1,1	0,8
0,043	0,264	—	1,2	—	0,65

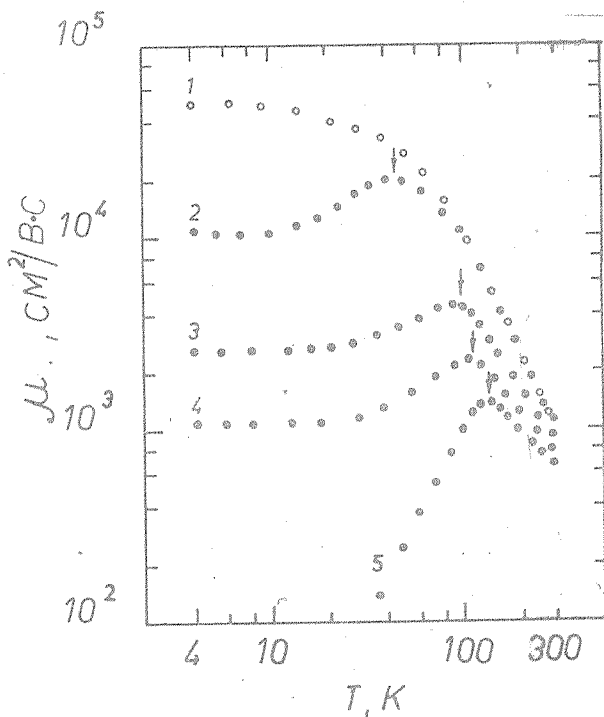
На рис. I приведена температурная зависимость подвижности для образцов разного состава. Стрелками показаны температуры фазового перехода. Исключением является лишь  $\text{PbTe}$ , в котором фазовый переход не наблюдается.

Известно, что при сегнетоэлектрическом фазовом переходе статическая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  проходит через максимум в соответствии с законом Кюри-Вейсса:

$$\begin{aligned} \epsilon &= c/(T - T_c) \quad \text{при } T > T_c \\ \epsilon &= -c/2(T - T_c) \quad \text{при } T < T_c, \end{aligned} \quad (I)$$

где  $T_c$  — температура фазового перехода,  $c$  — константа Кюри-Вейсса.

Подвижность электронов в интервале температур 4,2–300 К определяется рассеянием на заряженных центрах ( $\mu_I$ ) и фононах ( $\mu_L$ ) то есть  $\mu^{-1} = \mu_I^{-1} + \mu_L^{-1}$ .



Р и с. 1. Температурная зависимость холловской подвижности для  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$ : 1 -  $x = 0$ ;  $n = 1,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 2 -  $x = 0,017$ ;  $n = 4,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 3 -  $x = 0,026$ ;  $n = 6,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 4 -  $x = 0,036$ ;  $n = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 5 -  $x = 0,043$ ;  $n = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

В исследуемых образцах концентрация носителей  $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (см. таблицу), поэтому определяющим является рассеяние на кулоновской части примесного потенциала /4/. При таких концентрациях носителей электронный газ в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  вырожден в широкой области температур ( $T < 77 \text{ К}$ ). В этом случае /4,7/:

$$\mu_H = \frac{3\pi^{1/2}}{8m_0^2 e^3} \frac{\varepsilon^2}{(m/m_0)(m_{d1}/m_0)(1 + 2E_F/E_G)^2} T_c \frac{n}{z^2 N_I} \quad (2)$$

где  $n$  - концентрация электронов,  $N_T$  - концентрация ионизованных центров,  $z$  - их заряд. В случае компенсации  $N_T = N_D + N_A$ ,  $n = z(N_D - N_A)$ ;  $m_0$  - масса свободного электрона,  $m$  и  $m_{d1}$  - эффективные массы проводимости и плотности состояний соответственно,  $T_0$  - логарифмический фактор, учитывающий экранировку кулоновского потенциала свободными носителями.

Как показали измерения, при  $T < T_0$  концентрация свободных носителей, ширина запрещенной зоны  $E_g$ , и следовательно,  $m$  и  $m_{d1}$  практически не зависят от температуры. Единственным параметром, зависящим от температуры в (2), является  $z$ , и, согласно (1),  $\mu_I(T)$  должно иметь максимум при  $T = T_0$ . Поэтому появление максимума в температурной зависимости подвижности можно объяснить ослаблением рассеяния на заряженных центрах вследствие увеличения диэлектрической проницаемости вблизи температуры фазового перехода.

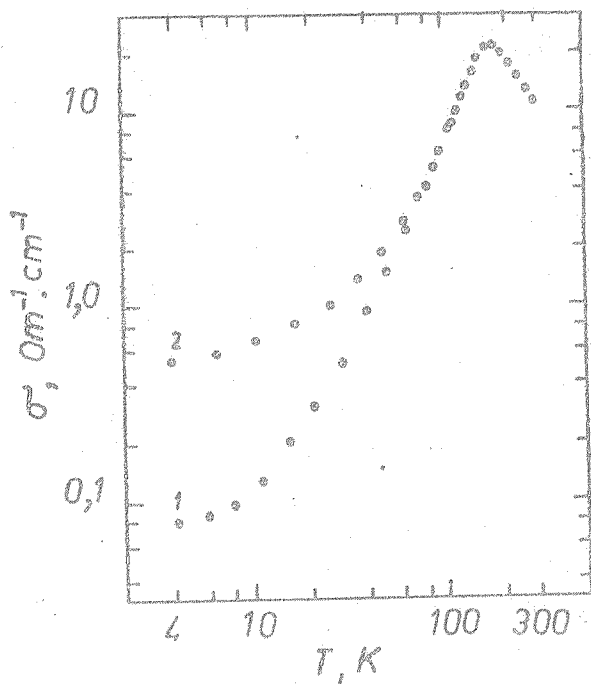
При температурах  $T > T_0$   $\mu \sim T^{-\alpha}$ . При этом  $\alpha$  уменьшается с ростом  $x$  от 2,2 для  $x = 0$  до 1,4 для  $x = 0,043$ . Такое изменение подвижности с температурой нельзя объяснить только рассеянием на фононах, учитывая зависимость эффективной массы от температуры и состава. Так как при  $T > T_0$  существенно изменяется температурная зависимость подвижности, связанной с рассеянием на заряженных центрах (согласно (1) и (2)), то вклад  $\mu_I$  необходимо учитывать и при высоких температурах.

При низких температурах ( $T = 4,2$  К) рассеянием на фононах можно пренебречь и рассчитывать подвижность по формуле (2), используя данные табл. I, взяв значение  $m = 0,034m_0$  и  $m_{d1} = 0,048m_0$  для  $\text{PbTe}/4/$  и считая, что эти величины в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  изменяются пропорционально  $E_g$  (табл. I). Величина диэлектрической проницаемости уменьшается согласно (1) с ростом  $T_0$ , то есть с ростом  $x$ .

Расчет по формуле (2) показывает, что уменьшение  $\mu$  с ростом  $x$  подвижности при  $T = 4,2$  К в основном определяется изменением величины диэлектрической проницаемости и степени компенсации донорных и акцепторных центров. Оценки показывают, что для образца с  $x = 0,017$  и  $n = 4,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  величина  $\mu_{4,2\text{K}}$  равна 340 и  $N_T = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а для  $x = 0,036$  и  $n = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

эти величины равны  $\varepsilon_{4,2K} = 220$ ,  $n_1 = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На увеличение компенсации указывает также тот факт, что величина подвижности во всей области температур тем меньше, чем больше  $x$ .

В образцах  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  с  $x > 0,04$  и  $n < 10^{17} \text{ см}^{-3}$  нами наблюдалось явление остаточной проводимости, хорошо известное в широкозонных полупроводниках и недавно обнаруженное в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$  /3/.



Р и с. 2. Температурная зависимость проводимости для  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  ( $n_{300} = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ): 1 - полная экранировка от излучения; 2 - после освещения

На рис. 2 представлена зависимость проводимости образца с  $x = 0,043$  и  $n = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  от температуры. Кривая 1 полу-

чена на образце, полностью экранированном от внешнего излучения. При  $T = 4,2$  К образец освещался в течение одного часа фотодиодом ( $\lambda = 1,7$  мкм), расположенным в заэкранированной полости рядом с образцом. Кривая 2 получена спустя 30 минут после включения света.

Мы полагаем, что возникновение остаточной проводимости в исследуемом материале связано с появлением спонтанной поляризации и как следствие этого с резким падением  $\epsilon$  при  $T < T_c$ .

Таким образом, в настоящей работе сообщается о существенном влиянии изменения диэлектрической проницаемости на подвижность электронов в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$  ( $0 < x < 0,06$ ) и о наблюдении в образцах с высокой концентрацией электронов ( $n < 10^{17}$  см $^{-3}$ ) при  $T < T_c$  явления остаточной проводимости.

Авторы выражают благодарность Ю. Г. Сальванову за помощь при проведении эксперимента.

Получила в редакцию  
28 декабря 1982 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. D. K. Mohake, H. Molloway, S. Kaizer, J. Phys. Chem. Solids, **22**, 2053 (1972).
2. С. П. Гришечкина и др., ФТП, **12**, 1132 (1978).
3. С. П. Гришечкина, С. В. Жоговец, А. П. Шотов, Краткие сообщения по физике ФИАН № 9, 36 (1978).
4. Yu. I. Kawich, B. A. Kizlova, V. I. Tamarchenko, Phys. Stat. Solidi, (B)**43**, 11, 453 (1971).
5. H. K. Logothetis, H. Molloway, Sol. St. Comm., **6**, 1937 (1970).
6. К. В. Вяткин, А. П. Шотов, В. В. Ураски, Изв. АН СССР, Неорг. материалы, **17**, 24 (1981).
7. L. Palmetshofer et al., Proc. 4-th Int. Conference Phys. Warsaw Gap Semiconductors, E. Gornik ed. (Linz, 1981), p. 391.
8. Б. М. Вул и др., Письма в ЖЭТФ, **29**, 21 (1979).