

## РУХЛИВІСТЬ НОСІЇВ СТРУМУ В $Cd_xHg_{1-x}Te$ ПРИ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В роботі проведені експериментальні та теоретичні дослідження рухливості електронів  $U_n$  у межах 4,2÷70 К у монокристалах напівпровідникових твердих розчинів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  для  $0 \leq x \leq 0,2$ , одержаних за вдосконаленою технологією. Показано, що для ряду складів ( $0 \leq x \leq 0,16$ ) при температурах 4–20 К  $U_n$  наближається до  $8 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ , а в межах 20–70 К  $U_n$  значно перевищує  $1 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ .

The experimental and theoretical investigations of  $U_n$  electron mobility in limits of 4,2÷70 K in monocrystals of  $Cd_xHg_{1-x}Te$  semiconductor solid solutions for  $0 \leq x \leq 0,2$  obtained by perfected technology are given. It is shown that for a number of compositions ( $0 \leq x \leq 0,16$ ) under 4–20 K  $U_n$  is approaching to  $8 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ , and in limits of 20–70 K  $U_n$  was more than  $1 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ .

На протязі багатьох років нами проведено багаторазове вдосконалення технології одержання монокристалічних зразків нелегованих твердих розчинів  $Cd_xHg_{1-x}Te$  для  $0 \leq x \leq 1$ . В результаті цього досягнуті пониження концентрації домішок, підвищення структурної досконалості та рухливості носіїв струму, особливо для складів з  $0 < x < 0,2$ . Виникла необхідність обґрунтувати наші дані і порівняти їх з результатами, досягнутими іншими дослідниками.

Експериментальні і теоретичні дослідження по вивченню фізичних властивостей  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , у тому числі механізмів переносу і розсіяння носіїв, представлені в роботах [1-4]. З цих публікацій випливає, що в залежності від температурної області, а також типу і концентрації точкових дефектів, рухливість носіїв заряду обмежується такими механізмами розсіяння: на акустичних коливаннях ґратки, на оптичних фонах, на домішкових іонах, на вакансіях і домішках металу, на п'єзоелектричному потенціалі. Основним механізмом в області 1,2-20К є розсіяння на іонах домішки. У статті [2] приведено аналіз попередніх робіт по механізмах розсіяння в матеріалах з максимальною рухливістю та мінімальною концентрацією носіїв. У цій роботі вказується, що її авторами досягнуті найвищі рухливості електронів, а їх концентрація – найнижча у порівнянні з відомою. Якщо врахувати, що в [2] досліджувались зразки з концентрацією носіїв не нижчою  $10^{15}$   $cm^{-3}$ , то у

відповідності з основним механізмом розсіяння при 4,2-20 К рухливість може досягати вказаних значень до  $1 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ . У роботах [3,4] теоретично і експериментально досліджено рухливість електронів  $U_n$  при низьких температурах, але експериментально не досягнуто значень, більших  $1,3 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ . У наших експериментах для зразків з  $x=0,13-0,16$  (рис. 1) в межах 4÷20 К  $U_n$  досягало значень  $8 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ , а в межах 20÷70 К  $U_n$  значно перевищувало  $1 \cdot 10^6$   $cm^2/(V \cdot s)$ . Це спонукало нас провести аналіз і розрахунок рухливостей в області низьких температур, виходячи з самих загальних теоретичних міркувань з врахуванням механізмів розсіяння і особливостей зонної моделі  $Cd_xHg_{1-x}Te$  [5]. Нижче приведені фрагменти відповідних теоретично-розрахункових і експериментальних даних.

Густина струму задається формулою:

$$\vec{j} = e^2 k_{\parallel} \vec{E} = \sigma \vec{E}, \quad (1)$$

де  $k_{\parallel}$  - кінетичний коефіцієнт. Отже

$$\sigma = en \frac{e \langle E \tau \rangle}{m^*} = en u = e^2 k_{\parallel}. \quad (2)$$

Коефіцієнт  $k_{\parallel}$  у випадку слабого магнітного поля має вигляд [6]

$$k_{\parallel} = -\frac{4}{3} \frac{1}{m^2} \int_0^{\infty} E \tau N(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} dE,$$

$N(E)$  густина станів, яка при законі дисперсії [7]

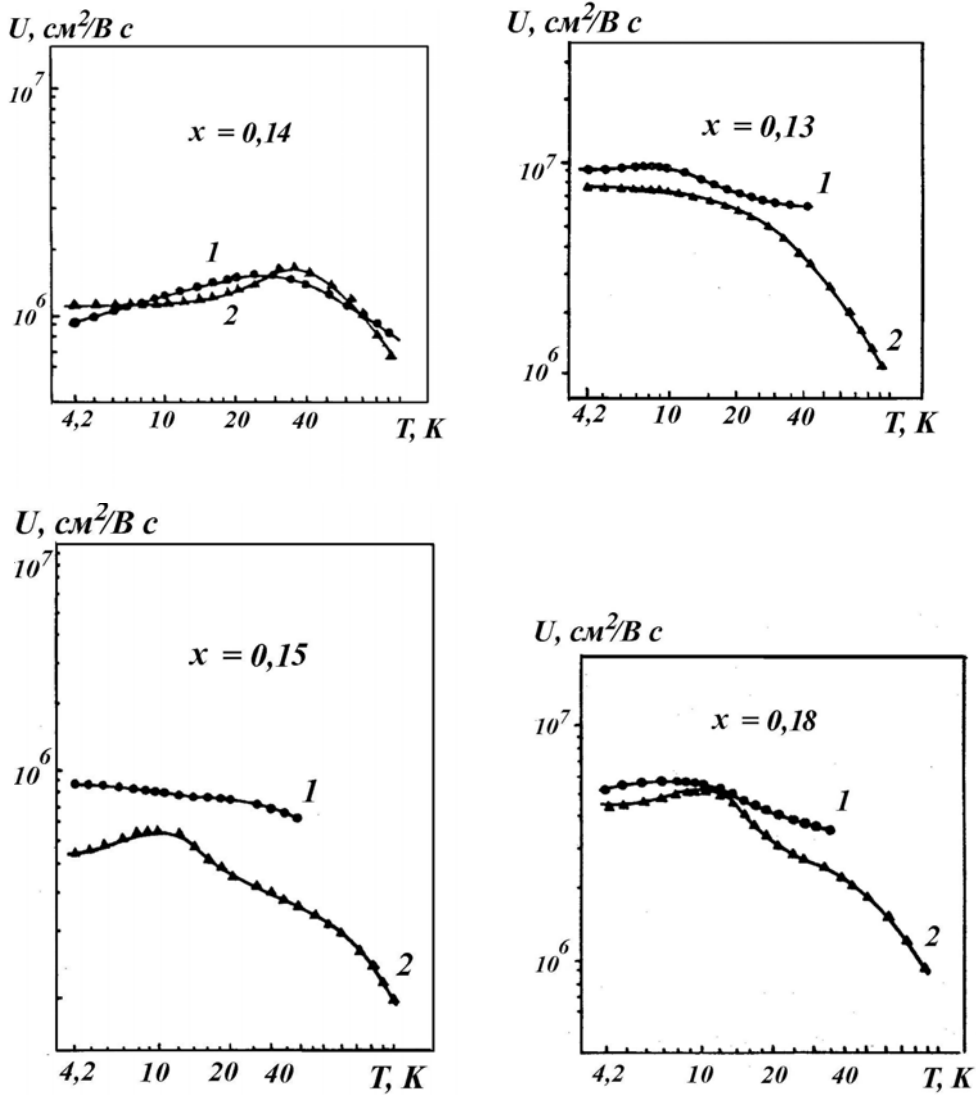


Рис.1. Температурна залежність рухливості  $U_n$  носіїв струму для зразків  $Cd_xHg_{1-x}Te$  різного складу. Теоретичні значення (1), експериментальні значення (2).

$$E(k) = -\frac{E_0}{2} + \left[ \left( \frac{E_0}{2} \right)^2 + E_0 \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right]^{1/2},$$

має вигляд

$$N(E) = \left( \frac{2m^*}{\hbar^2 E_0} \right)^{3/2} \frac{f_0}{2\pi^2} \left( E + \frac{E_0}{2} \right) \times \left[ \left( E + \frac{E_0}{2} \right)^2 - \left( \frac{E_0}{2} \right)^2 \right]^{1/2},$$

$f_0$  - функція розподілу.

Припустимо, що розсіяння електронів відбувається в основному на іонах домішок [2]. Тоді час релаксації має вигляд

$$\tau = \tau_0 (E^*)^{3/2}, \quad (3)$$

$$\tau_0 = \frac{\sqrt{2m^*} \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{\pi e^4 n g}.$$

Для довільного ступеню виродження радіус екранування іона домішки електронами  $R_0$  має вигляд

$$R_0^{-2} = \frac{2e^2 (m^*)^{3/2} (2kT)^{1/2}}{\pi \hbar^3 \varepsilon_0} E_{1/2}(E_F^*), \quad (4)$$

$\varepsilon_0$  - діелектрична постійна,  $E_F$  - постійна Фермі.

$E_n(E_F^*)$  - інтеграл Фермі:

$$E_n(E_F^*) = \int_0^\infty \frac{x^n dx}{e^{x-E_F^*} + 1}, \quad x = \frac{E}{kT}.$$

Розглянемо два граничних випадки стану електронного газу.

I – невідроджений газ.

В цьому випадку

$$\frac{\partial f}{\partial E} = -\frac{f^0}{kT} \quad (5)$$

$$U_n = \frac{e}{m^*} \frac{2}{3kT} \frac{\int_0^\infty E\tau(E)dn(E)}{\int_0^\infty dn(E)}$$

Остаточний вираз для  $U_n$  набирає вигляду:

$$U_n = \frac{\varepsilon_0^2 (2kT)^{3/2}}{3\sqrt{m^*} \pi e^3 n g} \times \frac{\int_0^\infty x^{3/2} e^{-x} \left(1 + \frac{E_0^*}{2x}\right) \left[\left(1 + \frac{E_0^*}{2x}\right)^2 - \left(\frac{E_0^*}{2x}\right)^2\right]^{1/2} dx}{\int_0^\infty x^2 e^{-x} \left(1 + \frac{E_0^*}{2x}\right) \left[\left(1 + \frac{E_0^*}{2x}\right)^2 - \left(\frac{E_0^*}{2x}\right)^2\right]^{1/2} dx} \quad (6)$$

В цій формулі для  $g$  необхідно покласти

$$R_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{\pi n}} \frac{1}{2e},$$

де  $R_0$  - радіус екранування для невідродженого випадку [6]. Вважається, що всі атоми домішки іонізовані,  $n=N$ , де  $N$  - число атомів домішки.

II – вироджений газ.

В цьому випадку необхідно покласти

$$\frac{\partial f}{\partial E} = -\delta(E - E_F). \quad (7)$$

Рухливість визначається електронами, які знаходяться в стані поблизу поверхні Фермі, тобто зовнішнє поле збуджує тільки стани в околі  $\pm kT$  біля поверхні Фермі. Оскільки релаксація повинна відбуватися тільки для цих станів, усереднений час релаксації визначається величиною  $\tau(E_F)$ .

$$\text{Отже,} \quad U_n = \frac{e\tau(E_F)}{300m^*}. \quad (8)$$

Радіус екранування у випадку сильного виродження при  $T \leq 20$  К

$$R_0^2 = \frac{\hbar^2 \varepsilon_0}{4e^2 m^*} \left(\frac{3n}{\pi}\right)^{-1/3}.$$

Умова сильного виродження має вигляд:

$$\frac{E_F}{kT} = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{3/2}}{2m^* kT} \gg 1,$$

$$\tau_0 = \frac{\sqrt{2m^*} \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{\pi e^4 n g},$$

$$g = \ln(1+b) - \frac{b}{1+b^2}, \quad (9)$$

$$b = \frac{8m^* E_F}{\hbar^2} R_0^2 = \frac{\hbar^2 \varepsilon_0}{e^2 m^*} \sqrt{2\pi^5 n},$$

$$\tau = \tau_0 E_F^{3/2}, \quad U_n = \frac{e\tau(E_F)}{300m^*}.$$

Далі, використовуючи отримані експериментальні результати, ми провели порівняння їх з розрахованими (рис.1). Наведемо приклад розрахунку для однієї точки:  $T=30$  К,  $m^*=3 \cdot 10^{-3} m_0$ ,  $n=9 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $b=17,89$ ,  $U_n=1,24 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/(В·с).

Умова виродження виконується:

$$E^* = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{3/2}}{2m^* kT} = 4,64 > 1.$$

Як видно з рис.1, розраховані і експериментальні значення рухливості мають найкраще співпадання в області 4,2-25 К. Деякі розбіжності для складу  $x=0,16$  можна пояснити дещо завищеними значеннями ефективної маси.

Аналізуючи дані з рухливості носіїв, які опубліковані іншими авторами, та досягнуті на наших зразках, можна зробити висновок про те, що кристали, отримані згідно нашої технології мають кращі електричні і, відповідно, фотоелектричні параметри.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Гавалешко Н.П., Горлей П.Н., Шендеровский В.А. Узкозонные полупроводники. Получение и физические свойства. - Киев: Наукова думка, 1984.
2. Dubowski J.J., Diel T., Shymanska W., Galazka R.R. Electron scattering in Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te // J.Phys. Chem. Solids. - 1981. - **42**, No. 5. - P.351-362.
3. Wafaa A. Golla, Patterson J.D., Zachoczky S.Z. A comparison between electron mobilities in Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te and Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te // Infrared Phys. - 1993. - **34**, No. 3. - P.311-321.
4. Meyer J.R., Bartoli F.J. Theory for electron mobilities in n-type Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te and CdTe at low temperatures // J. Vac.Sci.Technol. - 1982. - **21**, No. 1. - P.240.
5. Гельмонт В.Л., Иванов-Омский В.И., Цидильковский И.М. Электронный энергетический спектр бесшелевых полупроводников // Успехи физ. наук. - 1976. - **120**, №3. - С.337-362.
6. Фистуль В.И. Сильнолегированные полупроводники. - М.: Наука, 1967.
7. Kane F.O. Band structure of indium antimonide // J.Phys.Chem.Solids. - 1957. - **1**, No. 3. - P.249-261.