

О РОЛИ ЛЕГКИХ ДЫРОК В ПРОВОДИМОСТИ p-Cd_xHg_{1-x}Te

Р.И. СЕЛИМ-ЗАДЕ, С.А. АЛИЕВ

*Институт физики
Национальной Академии Наук Азербайджана,
AZ-1143, Баку, Г.Джавида,33*

Э.И. ЗУЛЬФИГАРОВ

*Азербайджанский Кооперативный университет.
Баку- AZ-1106, ул.Надж.Нариманова, 8^б*

Исследовано влияние легких дырок в явления переноса в Cd_xHg_{1-x}Te. Температурные зависимости коэффициента Холла и термоэдс интерпретированы в рамках двухзонной (тяжелые и легкие дырки) модели. Установлено, что вблизи инверсии зон, влияние легких дырок значительно при концентрациях тяжелых дырок выше 10¹⁹ см⁻³.

The light holes influence on the transport phenomena in the Cd_xHg_{1-x}Te has been investigated. The temperature dependences of the Hall coefficient and thermal power have been interpreted on a base of the two bands (heavy and light holes) model. It is established that near bands inversion the light holes influence are significantly at the heavy holes concentration >10¹⁹cm⁻³

ВВЕДЕНИЕ

Впервые роль легких дырок в проводимости было рассмотрено в p-InSb. Как известно, валентная зона InSb состоит из зоны тяжелых и легких дырок, вырожденных в точке k=0. Эффективные массы дырок отличаются в 25 раз, концентрация тяжелых дырок в наиболее чистых образцах на два порядка выше концентрации легких дырок. Поэтому, при определенных значениях концентраций и подвижностей носителей вклад легких дырок в проводимость может оказаться существенным. В [1] показано, что с ростом концентрации тяжелых дырок p_h возрастает концентрация легких дырок p_l, и, вследствие непараболичности зоны легких дырок, возрастает их влияние на общую проводимость. Это обусловлено тем, что с ростом p_h меняется кривизна зоны легких дырок. Для отношения концентраций дырок имеет место соотношение

$$\frac{p_h}{p_e} = \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right)^{3/2}$$

В работах [2,3] показано, что в полупроводниках с подобной зонной структурой межзонное рассеяние носителей на фонах приводит к равенству времен релаксации тяжелых и легких дырок

$$\mu_h / \mu_l = m_h^* / m_l^*$$

и отношению и подвижностей $\mu_h / \mu_l = \left(\frac{m_h^*}{m_l^*} \right)^{-1/2}$ при рассеянии на ионах

В отличии от InSb, в HgTe, как известно, вершины зон легких и тяжелых дырок разделены энергетическим зазором E_g; при переходе к твердым растворам замещения Cd_xHg_{1-x}Te вершины зон сближаются, и при определенных значениях x и температур T происходит касание трёх зон (легких электронов и дырок, тяжелых дырок), а далее-инверсия зон. При этом система переходит из бесщелевого в полупроводниковое состояние типа InSb. Естественно, наиболее оптимальные условия

для выяснения роли зоны легких дырок осуществляются вблизи точки инверсии зон (при ε_g → 0). Расчёты и эксперимент показывают, что при 300К инверсия зон в Cd_xHg_{1-x}Te происходит при X=0,1, а при X=0,15 ε_g = 0,1эВ. Поэтому, с целью выявления роли легких дырок в проводимости в данной работе проведено исследование проводимости σ, коэффициента Холла R и термоэдс α в p-Cd_xHg_{1-x}Te с x=0,15, легированных серебром.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования производились на двух образцах с p~10¹⁸ и p~10¹⁹ см⁻³. Заметим, что для образца с p=10¹⁸ см⁻³ при 77К R>0, при T=200 и 300К R<0, причём R сильно зависит от H. Такое поведение R(H,T), обусловлено наступлением при T>100К смешанного характера проводимости. Следует отметить, что в этом случае в проводимости участвуют в основном тяжелые дырки и электроны. Поэтому данный состав был легирован серебром до 0,05-0,1 ат.% при этом концентрация тяжелых дырок доходила до 6·10¹⁹см⁻³.

Экспериментальные результаты были интерпретированы в рамках двухзонной модели, поскольку роль электронов при таких высоких концентрациях тяжелых дырок практически не заметна.

В этом случае проводимость и коэффициент Холла можно представить в виде

$$\sigma = e(p_h \mu_h + p_e \mu_e); R = \frac{1}{e} \cdot \frac{p_h \mu_h^2 + p_l \mu_l^2}{(p_h \mu_h + p_e \mu_e)^2} \quad (1)$$

В (1) входят четыре неизвестных параметра p_h, p_l, μ_h, μ_l, для определения которых необходимы ещё два уравнения. В нашем случае можно привлечь соотно-

шения $\frac{p_h}{p_e} = \left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right)^{3/2}$ и μ_h/μ_l при соответствующих механизмах рассеяния [2,3].
Тогда

$$p_h = \frac{1}{R_p} \cdot \frac{1 + \left(\frac{m_h^*}{m_l^*}\right)^{2n-3/2}}{\left[1 + \left(\frac{m_h^*}{m_l^*}\right)^{n-3/2}\right]^2} \quad (2)$$

$$p_l = p_h \left(\frac{m_h^*}{m_l^*}\right)^{-3/2} \quad (3)$$

$$\mu_h = R\sigma \cdot \frac{1 + \left(\frac{m_h^*}{m_l^*}\right)^{n-3/2}}{1 + \left(\frac{m_h^*}{m_l^*}\right)^{2n-3/2}} \quad (4)$$

$$\mu_e = R\sigma \cdot \frac{1 + \left(\frac{m_h^*}{m_l^*}\right)^{3/2-n}}{1 + \left(\frac{m_h^*}{m_l^*}\right)^{3/2-2n}} \quad (5)$$

где n=1 при рассеянии на фонах и n=1/2 при рассеянии на ионах примеси.

Эффективную массу тяжелых дырок можно принять постоянной ($m_h^* = 0.55m_0$), хотя в нашей работе [4] указывалось, что при высоких концентрациях носителей закон дисперсии в зоне тяжелых дырок отступает от квадратичной формы, а эффективная масса легких дырок рассчитывается в рамках модели Кейна

$$\left(\frac{M_l}{M}\right)^2 = 1 + \frac{2M_h \hbar^2 (3\pi^2 p_l)^{2/3}}{m_0 \varepsilon_g} \quad (6)$$

где

$$M = \left(\frac{1}{m_l^*} - 1\right), M_D = \left(\frac{1}{m_0^*} - 1\right),$$

m_0^* -эффективная масса легких дырок у потолка зоны (поскольку зоны легких дырок и проводимости зер-

кально симметричны, то эффективные массы этих носителей равны).

Эффективная масса легких дырок на уровне Ферми вычислялась по (6).

Результаты расчетов p_h, p_l, μ_h, μ_l для трёх механизмов рассеяния приведены в таблице.

T, K	R, см ³ /Кл	$p_h, 10^{-19}, \text{см}^3$	$p_l, 10^{17}, \text{см}^{-3}$	$\mu_h, \text{см}^2/\text{В.с}$	$\mu_l, \text{см}^2/\text{В.с}$	γ
300	0.42	6.3	4.3	14	384	1
196	0.46	6.7	3.5	15	515	
78	0.85	4.8	1.7	18	1628	
300	0.42	2.9	2.0	30	480	2
196	0.46	3.8	1.9	15	515	
78	0.85	4.7	1.1	28	1628	
300	0.42	1.6	1.1	68	333	0
196	0.46	1.5	0.7	76	450	
78	0.85	0.85	0.21	183	1403	

Расчеты показали, что концентрация тяжелых дырок весьма существенна, значение подвижности легких дырок намного выше подвижности тяжелых дырок, но значительно ниже подвижности электронов при таких концентрациях (как p_l).

С целью проверки полученных данных о p_h, p_l, μ_h, μ_l и выявления преобладающего механизма рассеяния была исследована температурная зависимости термоэдс α . Расчеты $\alpha(T)$ проводились в рамках двухзонной модели, учитывающей участие тяжелых и легких дырок в проводимости. Парциальные термоэдс α_h и α_l рассчитывалась на основе параметров, представленных в табл., согласно соотношениям [3], влияние непараболичности на α_l учитывалась по методике [5].

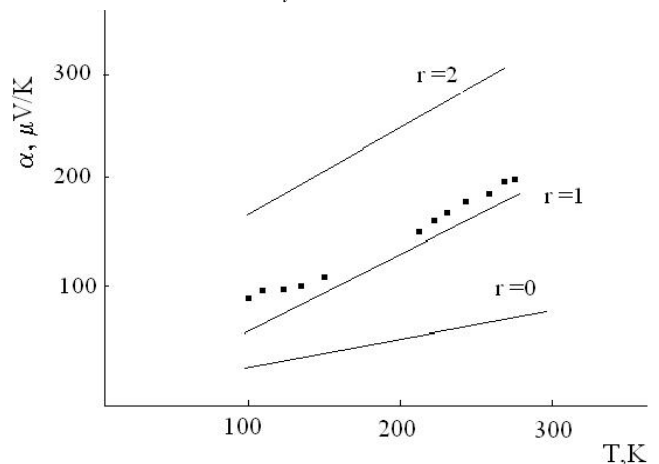


Рис.1. Температурная зависимость термоэдс в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x=0,15$, сплошные линии – расчет для различных механизмов рассеяния

О РОЛИ ЛЕГКИХ ДЫРОК В ПРОВОДИМОСТИ $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

На рис.1 представлены результаты расчетов $\alpha(T)$ при трёх механизмах рассеяния. Как видно, экспериментальные результаты располагаются между кривыми с $\tau=2$ (рассеяние на ионах) и $\tau=1$ (рассеяние на оп-

тических фонах), причем ближе к кривой с $\tau=1$, что соответствует смешанному характеру рассеяния.

Таким образом установлено, что вблизи инверсии зон влияние лёгких дырок на кинетических явления значительно при концентрациях тяжёлых дырок выше 10^{19} см^{-3}

-
- [1]. В.В.Голованов, Ф.М. Гашимзаде, ФТП, 1971, т. 5 с 2316
[2]. Г.Л.Бир, Э.С.Нармантас, Г.Е.Пикус, ФТТ, 1962, т. 5, с 1180
[3]. Ф.М.Гашимзаде, С.М.Сеидраева, Изв. Азерб. ССР, ФМТН, 1974, т.4, с.85

- [4]. С.А.Алиев, Э.И.Зульфигаров, Т.Г.Керимова ВИНТИ, деп. № 1907, 1983
[5]. Т.А.Алиев, Ф.М.Гашимзаде, С.А. Алиев, Т.Г. Гаджиев, ФТП, 1971, т. 5, с 323.

Received:10.02.2007