

О СТРУКТУРЕ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ ТЕЛЛУРИДА РТУТИ

С.А. АЛИЕВ

Институт физики НАН Азербайджана  
Az 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33

Э.И. ЗУЛЬФИГАРОВ

Азербайджанский Кооперативный университет.  
Баку- AZ-1106, ул.Надж.Нариманова, 8<sup>б</sup>

Проведено исследование влияния степени заполнения валентной зоны HgTe на эффективную массу дырок  $m_p^*$ . Установлено, что рост  $m_p^*$  начиная с концентраций дырок  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  обусловлен непараболичностью валентной зоны, а при сильном вырождении дырочного газа закон дисперсии соответствует модели Кейна.

The influence of filling level of valence band in HgTe on the effective masse of hole  $m_p^*$  has been investigated. It is established that the increase of  $m_p^*$  (beginning with a hole concentration  $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) has been stipulated by non-parabolic of a valence band, and at high hole degeneracy the dispersion law is corresponded to Kane model.

Исследованию структуры зоны проводимости узкозонных и безщелевых полупроводников посвящено множество работ [1,2], в них рассмотрены всевозможные детали закона дисперсии электронов E(k) и влияние их на электронные процессы в целом. В то же время имеются теоретические модели, указывающие на отступление закона дисперсии в валентной зоне от квадратичной формы при достаточно сильном ее заполнении вырожденным дырочным газом. Однако, данные экспериментальных исследований структуры валентной зоны этого класса полупроводников ограничены.

Одним из наиболее подходящих объектов для подобных исследований являются HgTe и твердые растворы на его основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . В отличие от  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , HgTe легче поддается легированию акцепторными примесями, в частности легирование HgTe атомами Ag позволяет получить концентрации до  $(5-6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Определение одного из зонных параметров – эффективной массы дырок, производится достаточно хорошо апробированным методом четырех коэффициентов (коэффициент Холла R, проводимости  $\sigma$ , термоэдс  $\alpha$ , поперечный коэффициент Нернста-Эттингсгаузена  $Q_{\perp}$ ), согласно которому измерения поперечного термомагнитного эффекта Нернста – Эттингсгаузена в слабых магнитных полях соответствуют значению продольного термомагнитного эффекта в классически сильном магнитном поле:  $Q_{\perp}/R\sigma = \Delta\alpha_{\infty}$ . В этом случае при достаточно сильном вырождении носителей их эффективную массу можно определить согласно [3]

$$m^* = \frac{\hbar^2 e}{k_0} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \cdot \frac{p^{2/3}}{T} \left(\alpha_0 + \frac{Q_{\perp}}{R\sigma}\right)$$

куда входят вышеупомянутые коэффициенты.

Экспериментальные и расчетные данные представлены в таблице:

$p \cdot 10^{18}, \text{ см}^{-3}$	7,8	12	20	31	41,7
$R\sigma, \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$	280	180	-	74	60
$\alpha, \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$	130	105	-	77	65
$\alpha, \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$	140	100	-	72	60
$Q_{\perp}/R\sigma, \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$	10	5	-	-5	-5
$m_p^*/m_0$	0,53	0,58	0,64	0,72	0,75

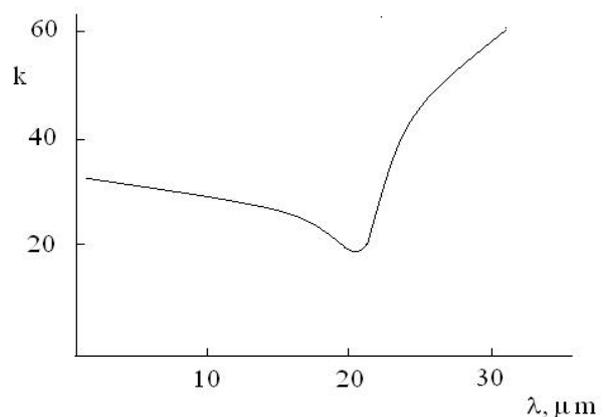


Рис.1. Спектральная зависимость коэффициента плазменного отражения в HgTe при T=300К

Полученные из термомагнитных измерений результаты по  $m_p^*$  были сопоставлены с данными магнитоплазменного отражения  $k(\omega)$  в интервале  $0,5 \div 50 \text{ мкм}$  на образце с концентрацией дырок  $p=2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при T=300К (рис.1)

Эффективную массу дырок на уровне Ферми можно рассчитать по данным коэффициента отражения k в области минимума зависимости  $k(\omega)$ :

## О СТРУКТУРЕ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ ТЕЛЛУРИДА РТУТИ

$$m_p^* = \frac{4\pi p e^2}{\epsilon_\infty \omega_p^2},$$

где  $\omega_p = \frac{2\pi c}{\lambda}$ ,  $\epsilon_\infty = 13$  - высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Найденное значение  $m_p^* = 0.64m_0$

хорошо согласуется с данными  $m_p^*$ , найденным из термомангнитных исследований. Установлено, что эффективная масса дырок возрастает, начиная с концентрацией  $p \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что обусловлено непараболичностью валентной зоны HgTe. Если учесть известное значение эффективной массы дырок у потолка валентной зоны  $m_{p0}^* = 0.45m_0$ , то видно, возрастание  $m_p^*$  в интервале  $p \sim (4-5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  составляет до 1,7 раз; в то время как возрастание эффективной массы электронов в HgTe в указанном интервале концентраций электронов составляет 6 раз.

Для выяснения особенностей закона дисперсии дырок в HgTe была построена концентрационная зависимость их эффективной массы в координатах

$$\left( \left( \frac{m_p^*}{1-m_p^*} \right)^2 ; p^{2/3} \right)$$

(рис.2). Согласно модели Кейна такая зависимость должна иметь линейный характер.

Из рис. 2 видно, что при  $p \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  эта прямая имеет небольшой наклон ( $dm/dp \sim 0.4$ ), а при  $p > 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  наклон возрастает в 3 раза.

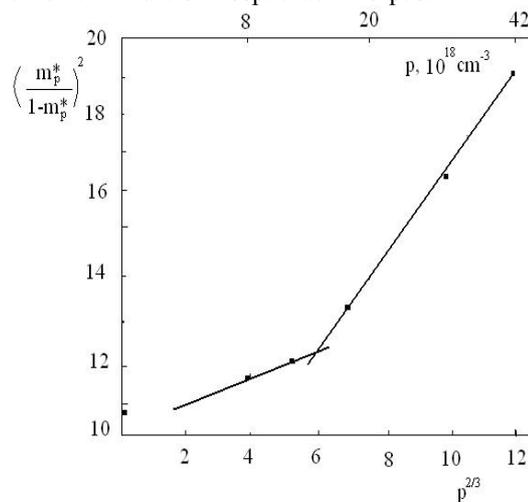


Рис.2. Концентрационная зависимость эффективной массы дырок в кейновских координатах

Таким образом, можно заключить, что до  $p \sim (4-5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  взаимодействие зон практически не оказывает существенного влияния на валентную зону, а при  $p > 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  оно достаточно ощутимо, т.е. при сильном вырождении дырок закон дисперсии соответствует модели Кейна.

- [1]. Л.И.Дьяконов, О.В.Смолин Тезисы докл. XVIII Межд. Конф. по Фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, 2004, стр. 35-37
- [2]. З.Ф.Агаев, Д.Г.Араслы, С.А.Алиев Проблемы Энергетики, 2003, №3, стр.55-58

- [3]. Аскеров Б.М. "Электронные явления переноса в полупроводниках", М., Наука, 1985г., 320с

Received: 10.02.2007