

- [4] Аскеров В. М., Гашизмаде Н. Ф., Панюхов М. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 818—823.
 [5] Kubakaddi S. S., Milimani B. C., Jali V. M. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 139. N 1. P. K163—K167.
 [6] Навова Н., Смрехка Л. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 137. N 2. P. 331—343.
 [7] Игнатов А. А., Романов Ю. А. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1978. Т. 21. В. 1. С. 132—137.
 [8] Павлович В. В., Эпштейн Э. М. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 2001—2003.
 [9] Шмелев Г. М., Енаки Н. А., Цуркан Г. И. // УФЖ. 1982. Т. 27. В. 3. С. 458—460.
 [10] Palmier J. F., Chomette A. // J. Phys. 1982. V. 43. N 2. P. 381—391.
 [11] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1979. Т. 22. В. 3. С. 373—374.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Получено 7.04.1988
Принято к печати 11.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \approx 0.15$

Давыдов А. Б., Штрапенин Г. Л.

Критическая концентрация примесей, при которой происходит переход металл—диэлектрик (МД) в легированных полупроводниках, обычно определяется из измерений зависимости энергии активации примесей от их концентрации. В бесщелевых полупроводниках (БП) p -типа таких измерений до сих пор провести не удавалось из-за шунтирующего действия электронов зоны проводимости и так называемых «тяжелых» электронов, сосредоточенных в нарушенном приповерхностном слое, а также на границах блоков монокристаллов, из которых в большинстве случаев состоят образцы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [1].

Параметры исследованных образцов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

№ образца	$n \cdot 10^{-14}$, см ⁻³	$\frac{m_F}{m_0} \cdot 10^3$	$N'_A \cdot 10^{-15}$, см ⁻³	x	x_{68}^*
20	4.0	2.9	0.4**	24	9
21	6.0	3.6	0.6**	23	9
5	1.7	4.2	30	37	13
6	0.71	2.4	43	37	11
14	1.2	3.0	78	32	12
15	2.8	4.8	140	9.5	11

Примечание. * Ошибка в определении x_{68} составляет $\sim 10\%$ (оценена из сравнения вычисленных значений x_{68} и найденных из измерений значений разности $x - x_L$ для образцов n -типа, для которых вклад поляризации акцепторов в диэлектрическую проницаемость отсутствует). ** $N'_A = N_A - N_D$; образцы 20 и 21 n -типа.

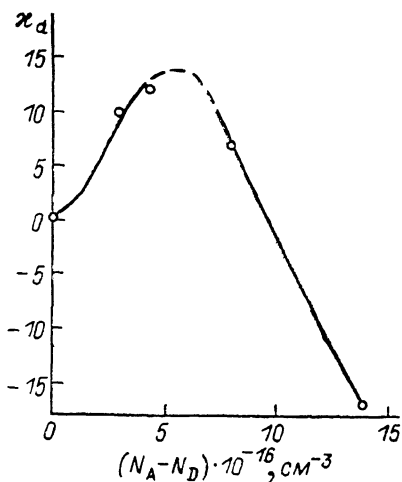
В данной работе переход МД в БП $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ исследуется путем измерений зависимости диэлектрической проницаемости κ от концентрации акцепторов. Измерения κ проводились на частоте 150 ГГц методом магнитоплазменной отсечки [2] при температурах 1.7—4.2 К на образцах приблизительно одинакового состава $x \approx 0.15$, различающихся разностной концентрацией $N'_A = N_A - N_D$. Основные параметры образцов указаны в таблице. Значения концентраций n и эффективных масс электронов m_F на уровне Ферми найдены из измерений положения осцилляций Шубникова—де-Гааза продольного магнитосопротивления в магнитном поле и температурной зависимости амплитуды этих осцилляций. Величина разностной концентрации акцепторов и доноров определялась из измерений концентрации дырок при температуре истощения акцепторов

($T \approx 77$ K). Концентрация доноров N_D в исследованных образцах не превышала $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$. Для оценки N_D использовался тот факт, что проводимость электронов носит металлический характер и, следовательно, средняя амплитуда крупномасштабных флуктуаций примесного потенциала γ , создаваемых хаотически расположенными заряженными донорами N_D^+ и акцепторами N_A^+ , не должна превышать энергии Ферми:

$$\gamma = \frac{e^2}{\varepsilon} (2\pi N_I r_c)^{1/2} \leq \varepsilon_F, \quad (1)$$

где $N_I = N_D^+ + N_A^+ = 2N_D^+ - n \approx 2N_D$ — концентрация заряженных центров, r_c — электронный радиус экранирования.

Следует отметить, что при измерении κ методом магнитоплазменной отсечки «тяжелые» электроны не оказывают существенного влияния на результаты измерений, если их вклад в проводимость на порядок меньше проводимости «легких» электронов зоны проводимости [2].



Последнее условие хорошо выполнялось для исследованных образцов. Результаты измерений κ приведены в таблице, откуда видно, что диэлектрическая проницаемость изменяется с ростом N_A^+ немонотонно. Чтобы из измеренных значений κ выделить ту часть диэлектрической проницаемости κ_a , которая определяется поляризацией акцепторов, нужно из κ вычесть диэлектрическую проницаемость решетки $\kappa_L = 15$ [3] и диэлектрическую проницаемость κ_{88} , обусловленную переходами электронов между

Зависимость диэлектрической проницаемости акцепторов для p -Hg $_{0.85}$ Cd $_{0.15}$ Te от $(N_A - N_D)$ при 4.2 K.

зоной проводимости и зоной тяжелых дырок $\Gamma_8 \rightarrow \Gamma_8$: $\kappa_a = \kappa - \kappa_L - \kappa_{88}$. Значения κ_{88} вычислялись по методике, описанной в [4], учитывающей непараболичность зоны проводимости. Полученные результаты приведены на рисунке. Как видно из рисунка, величина κ_a растет с увеличением N_A^+ , достигая максимума при $N_A^+ \approx 6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, а при $N_A^+ \approx 10^{17}$ см $^{-3}$ становится отрицательной. Такой характер зависимости κ_a от N_A^+ указывает на переход дырок акцепторной зоны из локализованных (точнее, «квазилокализованных» [5]) состояний в делокализованные. Действительно, возрастание κ_a при увеличении N_A^+ свидетельствует о расхождении диэлектрической проницаемости, которая должна иметь место при переходе МД [6, 7], и качественно описывается соотношением Клаузиуса—Мосотти [6]:

$$\kappa_a = 4\pi N_A^+ \alpha (1 - 4\pi N_A^+ \alpha / 3\kappa_L),$$

где $\alpha \approx 4.5 \kappa_L a^3$ [6] — поляризуемость акцептора, a — боровский радиус дырки на акцепторе. Расхождение κ_a возникает при увеличении N_A^+ и α на диэлектрической стороне перехода МД при $4\pi N_A^+ \alpha / 3\kappa_L \rightarrow 1$. В условиях нашего эксперимента возрастание κ_a ограничено неоднородностью исследованных образцов и сравнительно высокой температурой измерений $T = 1.7 \div 4.2$ K, «замазывающими» переход. Отрицательный знак диэлектрической проницаемости при $N_A^+ \geq 10^{17}$ см $^{-3}$ обусловлен динамической поляризацией делокализованных дырок на металлической стороне перехода МД.

Концентрация акцепторов, при которой происходит переход МД для дырок в p -Hg $_{0.85}$ Cd $_{0.15}$ Te, соответствует положению максимума на кривой $\kappa_a(N_A^+)$ и составляет, по нашим измерениям, $N_A^+ \approx 6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Сравним эту величину

¹ Другой причиной возрастания κ в области перехода МД является упоминавшаяся в [2, 8] дополнительная поляризация областей с неоднородным распределением заряда, которые возникают вблизи перехода МД.

с критической концентрацией, определяемой из условия Мотта для перехода МД [9], которая для полупроводников p -типа с умеренной компенсацией $[(N_D / N_A) < 0.3]$ записывается в виде [5, 10]

$$(N'_A)^{2/3} a_h = 0.26, \quad (2)$$

где $a_h = \hbar \sqrt{2m_h \varepsilon_n}$ — боровский радиус тяжелой дырки, ε_n — энергия ионизации акцепторов.

При соотношении концентраций $n \ll N_D \ll N_A$, которое имеет место для исследованных образцов p -типа, уровень Ферми ε_F «вморожен» в акцепторную зону [5]. Приняв $\varepsilon_F = \varepsilon_n$ и $m_h = 0.45 m_0$, из (2) получим $N'_A = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эта величина в 3 раза больше значения критической концентрации, найденной по положению максимума на зависимости $\chi_n(N'_A)$. Причина такого расхождения, по-видимому, кроется в том, что вследствие сложного вида волновой функции дырок на акцепторе (в БП волновая функция дырки на акцепторе может быть представлена в виде суперпозиции функций связанного состояния $\exp(-r/a_h)$ и плоской волны $\exp(ir/\sqrt{a_h a_l})$, где a_l — боровский радиус легкой дырки [5]) эффективный радиус a , определяющий перекрытие волновых функций дырок при переходе МД, оказывается больше боровского радиуса тяжелой дырки a_h , фигурирующего в (2). Подставив в (2)² значение $N'_A \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, получаем для образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \approx 0.15$ $a \approx 1.5 a_h$. Следует отметить, что a превышает a_h и для полупроводников с открытой щелью типа p -Ge. Действительно, при значении $N'_A = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, полученном для p -Ge в [10], находим из (2) $a \approx 1.9 a_h$.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Г. Арапову и М. Л. Зверевой за участие в аттестации образцов, И. М. Цидильковскому и Г. И. Харусу за обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Погребняк В. А., Халамейда Д. Д., Яковенко В. М. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 4. С. 167—169.
- [2] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Штрапенин Г. Л., Горбатьюк И. Н., Раренко И. М. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 462—467.
- [3] Grynberg M., Le Toullec R., Balkanski M. // Phys. Rev. 1974. V. B9. N 2. P. 517—526.
- [4] Trzeciakowski W., Bajn M. // Sol. St. Commun. 1984. V. 52. N 7. P. 669—671.
- [5] Цидильковский И. М., Харус Г. И., Шелушнина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в беспелевых полупроводниках. Свердловск, 1987. 152 с.
- [6] Gastner T. G. // Phil. Mag. 1980. V. 42B. N 6. P. 873—893.
- [7] Hess H. F., Decond H., Rosenbaum T. F., Thomas G. A. // Phys. Rev. 1982. V. B25. N 8. P. 5578—5580.
- [8] Efros A. L., Shklovskii B. I. // Phys. St. Sol. 1976. V. B76. N 2. P. 475—485.
- [9] Mott N. F., Kaveh M. // Adv. Phys. 1985. V. 34. N 3. P. 329—401.
- [10] Yoshihiro K., Kinoshita J., Yamanouchi C. // Proc. 13 Int. Conf. Phys. Semicond. Rome, 1976. P. 338—341.

Институт физики металлов УНЦ АН СССР
Свердловск

Получено 13.05.1988
Принято к печати 11.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

НОВЫЙ ГАЛЬВАНОТЕРМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫМ УВЛЕЧЕНИЕМ

Гредескул Т. С., Гуревич Ю. Г.

Электрон-фононное увлечение является причиной появления принципиально нового механизма неоднородности температур электронов и фононов в направлении протекающего через образец электрического тока. Суть этого механизма

² Использовать соотношение Клаузиуса—Мосотти для определения эффективного радиуса акцепторов не удается из-за приближенного характера этого соотношения, полученного без учета перекрытия волновых функций примесных состояний, которое особенно существенно вблизи перехода металл—диэлектрик.