

06.2;06.3;07

©1994

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $A_2B_6$ $p$ -ТИПА НА ОСНОВЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

*Н.Х.Талипов, В.Г.Ремесник*

Задача однозначного определения параметров всех сортов носителей в узкозонных полупроводниковых соединениях  $A_2B_6$   $p$ -типа, в частности  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ), остается актуальной до настоящего времени. В области смешанной проводимости для них характерна сильная зависимость кинетических коэффициентов от магнитного поля ввиду большого различия подвижностей электронов и дырок. Данное свойство используется в некоторых методах определения концентрации и подвижности основных и неосновных носителей из двухзонной модели для гальваномагнитных коэффициентов [1-4]. Определение же параметров электронов, легких и тяжелых дырок требует привлечения более сложной трехзонной модели. При этом задача решается двумя способами. В первом случае [5] проводится математическая подгонка экспериментальной и теоретической зависимости коэффициента Холла ( $R_H$ ) от магнитного поля ( $B$ ), а также проводимости при  $B = 0$  ( $\sigma_0$ ) по шести параметрам — концентрациям  $n$ ,  $P_l$ ,  $P_h$  и подвижностям  $\mu_n$ ,  $\mu_l$ ,  $\mu_h$  электронов, легких и тяжелых дырок соответственно. Очевидно, что время подгонки и ее сходимость сильно зависят от выбора начальных значений параметров, который в некотором смысле носит произвольный характер. Во втором случае [6] совместно используются магнитополевые зависимости удельного сопротивления ( $\rho$ ) и  $R_H$ . Параметры трех сортов носителей заряда вычисляются из сильно упрощенной системы уравнений, что приводит к неоднозначности в выборе физически существующего решения. При определении параметров носителей на основе измерения компонент тензора проводимости  $\sigma_{xx}(B)$   $\sigma_{xy}(B)$  также применяется метод подгонки [7,8].

В данной работе описывается новый алгоритм однозначного определения концентраций и подвижностей трех сортов носителей заряда из магнитополевых зависимостей кинетических коэффициентов, исключая процедуру подгонки, а также впервые получены соотношения, позво-

ляющие находить параметры носителей при дополнительном измерении дифференциального магнитосопротивления.

В области небольших значений  $B$  выполняется условие

$$\mu_h^2 B^2 \ll 1. \quad (1)$$

Из соотношений для зависимостей  $R_H(B)$  и  $\rho(B)$  (или проводимости  $\sigma(B)$ ) в случае наличия электронов, легких и тяжелых дырок [9, стр. 318], а также условия (1) получим, что их подвижности удовлетворяют уравнениям

$$\sigma_0 \mu_n^5 + x_1 \mu_n^4 - x_3 \mu_n^3 - x_2 \mu_n^2 + x_4 \mu_n + x_5 = 0, \quad (2)$$

$$\sigma_0 \mu_l^5 - x_1 \mu_l^4 - x_3 \mu_l^3 + x_2 \mu_l^2 + x_4 \mu_l - x_5 = 0, \quad (3)$$

$$x_4 \mu_h - x_5 = 0, \quad (4)$$

где коэффициенты  $x_1, x_2, x_3, x_4, x_5$  являются корнями системы пяти линейных уравнений

$$x_1 + B_j^2 x_2 - \alpha_j B_j^2 x_3 - \alpha_j B_j^4 x_4 + B_j^4 x_5 = \sigma_0 \alpha_j,$$

$$\alpha_j = R_H(B_j) \sigma(B_j), j = 1, 2, \dots, 5, \quad (5)$$

$$\sigma_0 = \sigma_n + \sigma_l + \sigma_h = e(n\mu_n + p_l\mu_l + p_h\mu_h). \quad (6)$$

Система (5), в которую подставляются экспериментальные значения  $\sigma_0, R(B_j)$  и  $\sigma(B_j)$ , решается любым известным способом, например методом Гаусса [10]. Отметим, что зависимость  $R_H(B)$  может и не быть знакопеременной.

Подвижности электронов и легких дырок находятся из полиномов пятой степени (2) и (3) после отделения положительных корней по методу Горнера и последующим уточнением с любой заданной точностью методом половинного деления [10]. Уравнение (2) имеет два положительных корня, а уравнение (3) — три (теорема Декарта [10]). Единственными положительными корнями, которые имеют физический смысл (удовлетворяют условию  $\mu_h < \mu_l < \mu_n$  и исходным зависимостям  $R_H(B), \sigma(B)$  при обратной подстановке), являются максимальный корень уравнения (2) и средний по величине — из (3). Проводимость (а затем концентрация, согласно (6)) каждого сорта носителей окончательно определяется из соотношений

$$\sigma_h = \frac{x_4}{\mu_n^2 \mu_l^2}, \quad \sigma_n = \frac{x_2 - x_1 \mu_n^2 - x_5 \mu_n^{-2}}{\mu_n (\mu_n^2 - \mu_l^2)}, \quad \sigma_l = \sigma_0 - \sigma_h - \sigma_n. \quad (7)$$

В области температур, при которых происходит вымораживание электронов зоны проводимости, для определения параметров легких и тяжелых дырок требуется измерить  $\sigma_0$  и по три значения  $R_H(B_j)$  и  $\sigma(B_j)$ . Эти данные подставляются в следующие уравнения:

$$x_1 + B_j^2 x_2 - \alpha_j B_j^2 x_3 = \sigma_0 \alpha_j, \quad j = 1, 2, 3; \quad (8)$$

$$\sigma_0 \mu_l^3 - x_1 \mu_l^2 - x_3 \mu_l + x_2 = 0 \quad x_3 \mu_h - x_2 = 0, \quad (9)$$

решив которые аналогично (2)–(5) окончательно имеем  $P_h$  и  $P_l$  из

$$\sigma_h = x_3 \mu_l^{-2}, \quad \sigma_l = \sigma_0 - \sigma_h. \quad (10)$$

В некомпенсированном узкозонном полупроводнике  $A_2B_6$   $p$ -типа коэффициент поперечного магнитосопротивления

$$\beta(B) = \frac{\sigma_0 - \sigma(B)}{\sigma(B)} = \frac{\Delta\sigma(B)}{\sigma(B)} \quad (11)$$

и зависимость  $R_H(B)$  с ростом магнитного поля стремятся к насыщению, которое наступает при некотором значении  $B = B_{\text{sat}}$ . Легко показать, что выполняются следующие соотношения для изменения проводимости и магнитосопротивления при насыщении:

$$\Delta\sigma(B_{\text{sat}}) = \sigma_n + \sigma_l = \sigma_h \beta(B_{\text{sat}}), \quad \sigma(B_{\text{sat}}) = \sigma_h, \quad (12)$$

то есть магнитосопротивление узкозонного полупроводника  $p$ -типа обусловлено только электронами и легкими дырками. Отметим, что  $B$  всюду удовлетворяет условию (1), а магнитное вымораживание тяжелых дырок наблюдается при  $B \gg B_{\text{sat}}$  [5]. С учетом (12) параметры тяжелых дырок находятся из следующих соотношений:

$$\mu_h = \frac{R_H(B_{\text{sat}})\sigma_0}{1 + \beta(B_{\text{sat}})}, \quad P_h = \frac{\sigma(B_{\text{sat}})}{e\mu_h}. \quad (13)$$

Таким образом, величина подвижности  $\mu_h$  завышается в  $1 + \beta(B_{\text{sat}})$  раз, если не учитывать магнитосопротивление.

Концентрацию и подвижность электронов и легких дырок можно определять, дополнительно измеряя дифференциальное магнитосопротивление  $d\beta(B)/dB$ , которое имеет два максимума. Первый из них при  $B = B_1$  обусловлен электронами, а второй при  $B = B_2$  — легкими дырками. Величина магнитосопротивления (II) имеет при  $B_1$  и  $B_2$  значения  $\beta_1$  и  $\beta_2$  соответственно. Параметры  $\mu_n$ ,  $\mu_l$ ,  $\sigma_n$  и  $\sigma_l$  вычисляются из простых соотношений:

$$\mu_l = \frac{1}{B_2\sqrt{3}}, \quad \mu_n = \frac{1}{B_1\sqrt{3}} + \mu_l; \quad (14)$$

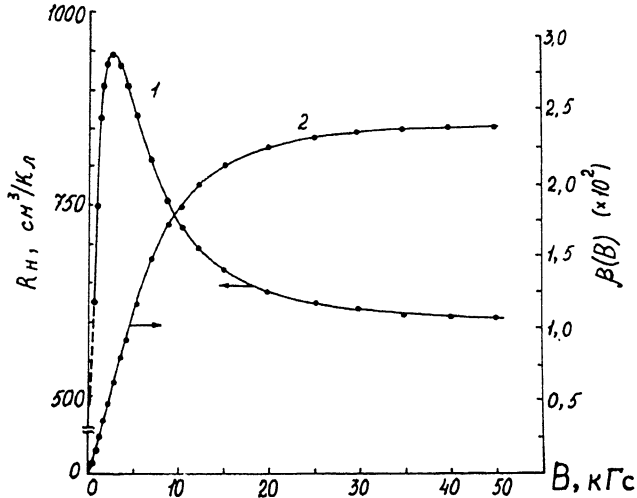


Рис. 1. Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля (1) и магнитосопротивление (2) для образца  $p\text{-Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$  при  $T = 77$  К, в котором электроны, легкие и тяжелые дырки имеют соответственно концентрацию  $n = 1.2 \cdot 10^{11}$ ,  $P_l = 4.9 \cdot 10^{12}$ ,  $P_h = 1.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и подвижность  $\mu_n = 1.1 \cdot 10^5$ ,  $\mu_l = 1.6 \cdot 10^4$ ,  $\mu_h = 3.4 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

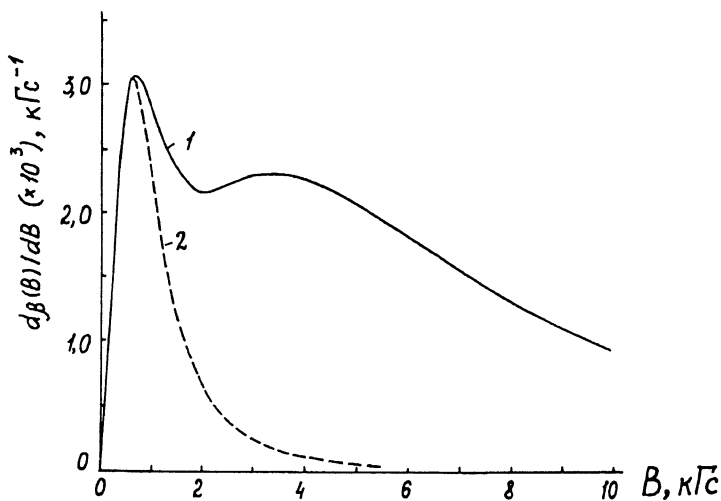


Рис. 2. Расчетное дифференциальное магнитосопротивление для образца  $p\text{-Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$ : 1 — учет наличия электронов и легких дырок; 2 — вклад только одних электронов. Параметры носителей заряда указаны в подписи к рис. 1.

$$\sigma_n = \frac{x_1 y_2 - x_2 y_1}{z_1 y_2 - z_2 y_1}, \quad \sigma_l = \frac{x_1 z_2 - x_2 z_1}{y_1 z_2 - y_2 z_1},$$

$$x_i = \sigma_0 \beta_i [1 + (\mu_n^2 + \mu_l^2) B_i^2 + \mu_n^2 \mu_l^2 B_i^4],$$

$$y_i = (1 + 2\beta_i + \mu_n^2 B_i^2) \mu_l^2 B_i^2,$$

$$z_i = (1 + 2\beta_i + \mu_l^2 B_i^2) \mu_n^2 B_i^2, \quad i = 1, 2. \quad (15)$$

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости  $R_H(B)$  и  $\beta(B)$  для образца  $P - \text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.21$ ) при  $T = 77$  К. Параметры носителей заряда определены согласно (2)–(7) при  $B_j < 10$  кГс. Видно, что насыщение  $R_H(B)$  и  $\beta(B)$  практически наступает при  $B_{\text{sat}} = 40$  кГс, и для определения параметров тяжелых дырок можно пользоваться соотношениями (13). На практике значительно проще получать данные о параметрах всех сортов носителей заряда при гальваномангнитных измерениях в области относительно небольших магнитных полей и соотношений (2)–(7). Расчетное дифференциальное магнитосопротивление для этого же образца приведено на рис. 2. Видно, что с помощью данной методики возможно определение параметров электронов и легких дырок из соотношений (14) и (15) при экспериментальном наблюдении обоих максимумов.

### Список литературы

- [1] Tsidilkouskii I.M., Giriat W., Kharus G.I., Neifeld E.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1974. V. 64. N 2. P. 717–727.
- [2] Караченцева Л.А., Любченко А.В., Хиженяк Б.И. // Физическая электроника. 1987. В. 35. С. 122–127.
- [3] Ремесник В.Г., Талипов Н.Х. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 6. С. 1091–1094.
- [4] Караченцева Л.А., Любченко А.В. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 7. С. 1342–1346.
- [5] Gold M.C., Nelson D.A. // J. Vac. Sci. Technol. 1986. V. A4. N 4. P. 2040–2046.
- [6] Fau C., Dame J.F., DeCarvalho M., Calas J., Aueros M., Lombos B.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1984. V. 125. N 2. P. 831–838.
- [7] Dziuba Z. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 140. N I. P. 213–223.
- [8] Leslie-Pelecky D.L., Seiler D.G., Loloee M.R., Littler C.L. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 23. P. 1916–1918.
- [9] Бламт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М. 1971. 470. с.
- [10] Демидович В.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. М. 1966. 664 с.

Поступило в Редакцию  
25 сентября 1993 г.