

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ $Cd_xHg_{1-x}Te$

Карачевцева Л. А., Любченко А. В., Маловичко Э. А.

Исследованы особенности магнитополевых зависимостей коэффициента Холла R_H и относительного магниторезистивного эффекта $\Delta\rho/\rho$ в эпитаксиальных пленках p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.21$), а также в n - p -структурах, сформированных в результате механической обработки поверхности кристаллов p - $Cd_xHg_{1-x}Te$. Экспериментально обнаружен и подтвержден теоретическим расчетом участок слабой магнитополевой зависимости $\Delta\rho_1/\rho$ в двухслойной n - p -структуре; определены условия появления точки перегиба на электронном участке экспериментальных зависимостей $R_H(B)$ двухслойных структур. Установлено, что благодаря большому отклонению подвижностей электронов и дырок в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ влияние приповерхностного n -слоя в эпитаксиальной пленке p -типа проводимости существенно даже при выполнении неравенства $\sigma_n d_n \ll \sigma_p d_p$ (σ_n, σ_p — электропроводность, d_n, d_p — толщина соответственно n - и p -слоев), в то время как характерный для p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ участок насыщения $M(B)$ и инверсия $R_H(B)$ имеют место даже при выполнении условия $\sigma_n d_n > \sigma_p d_p$.

В кристаллах и слоях $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) гальваномагнитные и фотоэлектрические характеристики существенно зависят от наличия приповерхностного слоя, образующегося в результате температурной либо химико-механической обработки в процессе формообразования приемных элементов [1-3]. Так, в кристаллах p -КРТ формирование окисла и приповерхностного слоя n -типа может приводить ко второй низкотемпературной инверсии знака коэффициента Холла [1, 2].

В данной работе исследованы особенности магнитополевых зависимостей коэффициента Холла $R_H(B)$ и электропроводности $\sigma(B)$ в эпитаксиальных пленках p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.21$), а также в «модельных» n - p -структурах, сформированных в результате механической обработки кристаллов p - $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.22$). Приповерхностный слой, обогащенный донорной компонентой («механодоноры» [3]), создавался путем шлифовки поверхности кристаллов алмазной пастой с размером зерен 10 и 40 мкм; толщина нарушенного слоя оценивалась по изменению электропроводности при послойном сравнении в бромсодержащем травителе с шагом ~ 5 мкм. Магнитополевые зависимости R_H и σ измерены стационарным и импульсным методами при 77 К в диапазоне магнитных полей $B = 0.01$ —10 Т. Электрофизические параметры слоев, приведенные в таблице, рассчитывались на основе модели с двумя сортами носителей в однослойной и двухслойной n - p -структуре [4-6].

Полевая зависимость коэффициента Холла эпитаксиальной пленки p -КРТ (рис. 1, кривая 1) в принципе может быть объяснена в рамках двухзонной модели однородного полупроводника со смешанной проводимостью. Однако в результате аппроксимации экспериментальной зависимости $R_H(B)$ общим выражением для коэффициента Холла получено значение собственной концентрации $n_i = (np)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что существенно превышает величину этого зонного параметра для исследуемого состава $x \approx 0.21$ [7]. Квадратичная при слабых B магнитополевая зависимость относительного магниторезистивного эффекта $M(B) = \Delta\rho_1/\rho$ (рис. 1, кривая 2) типична для кристаллов n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ [8, 9]; отклонение от квадратичной зависимости $M(B)$ имеет место в области сильных полей и спада R_H

Тип структуры	$d \cdot 10^6, \text{ м}$	$\text{Om}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$	$R_H^0, \text{ м}^3/\text{Кл}$	$n \cdot 10^{17}, \text{ м}^{-3}$	$\mu_n, \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$p \cdot 10^{21}, \text{ м}^{-3}$	$\mu_p \cdot 10^2, \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
Эпитаксиальная n - p -структура	19	160	$7.3 \cdot 10^{-3}$	—	—	—	—
p -Слой	17	120	$1.98 \cdot 10^{-4}$	2.5	14	20	4.26
n -Слой	2	$2.7 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^4$	44	—	—
Однородный кристалл p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$	900	12	0.84	46	13	1.4	1.47
n - p -Структура (обработка пастой M10)	900	16	0.62	—	—	—	—
Нарушенный слой (обработка пастой M10)	30	150	$7 \cdot 10^{-2}$	$8.9 \cdot 10^2$	11	—	—
n - p -Структура (обработка пастой M40)	900	29	$1.3 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	—
Нарушенный слой (обработка пастой M40)	100	170	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^3$	2.6	—	—

(В). Снятие слоя толщиной $\Delta d \approx 2$ мкм приводит к существенному изменению зависимостей $R_H(B)$ и $M(B)$ (рис. 1, кривые 3, 4) — они становятся характерными для кристаллов p -типа со смешанной проводимостью ($\mu_n n$ и $\mu_p p$ — одного порядка величины).

Для однородных кристаллов p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ характерна классическая зависимость $R_H(B)$ с инверсией знака (рис. 2, кривая 1). В структурах с нарушенным слоем n -типа проводимости (см. таблицу) имеет место немонотонное спадание R_H электронного знака с ростом напряженности магнитного поля (рис. 2, кривые 2, 3).

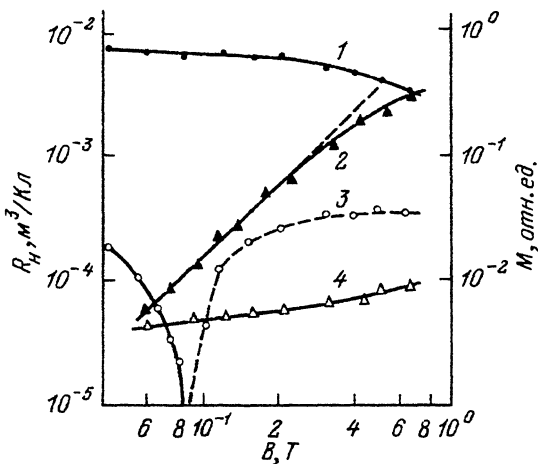


Рис. 1. Магнитопольевые зависимости коэффициента Холла (1, 3) и магниторезистивного эффекта (2, 4) эпитаксиальной структуры до (1, 2) и после (3, 4) стравливания приповерхностного слоя (~ 2 мкм).

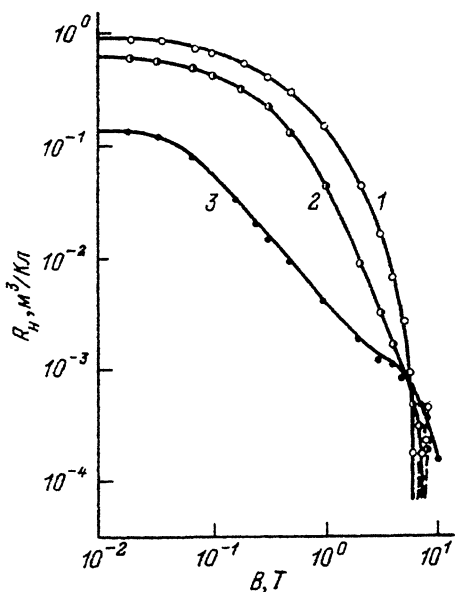


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости коэффициента Холла однородных кристаллов p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (1) и с механически нарушенным слоем.

Толщина d_1 , мкм: 2 — 30, 3 — 100.

Таким образом, эпитаксиальные пленки $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с ростовой поверхностью, а также монокристаллические сэндвич-структуры, содержащие нарушенный слой, обладают зависимостями $R_H(B)$ и $M(B)$, характеризующимися существенным влиянием приповерхностного n -слоя в измеренном диапазоне магнитных полей.

Теоретический анализ магнитополевых зависимостей коэффициента Холла и электропроводности для структуры на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с n -слоем (индекс 1) толщиной d_1 и p -слоем толщиной d_2 для n - и p -компонент с учетом парциального вклада носителей [4] приводит к следующим выражениям для $R_H(B)$ и $\sigma(B)$:

$$R_H(B) = \frac{(\sigma_{xy}^{n1} + \sigma_{xy}^{n2} + \sigma_{xy}^p) B^{-1}}{(\sigma_{xx}^{n1} + \sigma_{xx}^p)^2 + (\sigma_{xy}^{n1} + \sigma_{xy}^{n2} + \sigma_{xy}^p)^2};$$

$$\sigma(B) = \frac{(\sigma_{xx}^{n1} + \sigma_{xx}^p)^2 + (\sigma_{xy}^{n1} + \sigma_{xy}^{n2} + \sigma_{xy}^p)^2}{\sigma_{xx}^{n1} + \sigma_{xx}^p}, \quad (1)$$

где $\sigma_{xx}^i = en_i \langle \mu_i \rangle d_i / d$; $\sigma_{xy}^i = en_i \langle \mu_i^2 \rangle d_i / d$ и выполняются условия $\sigma_{xy}^{n1} \sim \sim \sigma_{xx}^{n2} \gg \sigma_{xx}^{n1}$, $L_D \ll d_1, d_2$ (L_D — дебаевская длина экранирования), которые реализуются в исследуемых многослойных структурах (см. таблицу). Для компонент проводимости дырок в квадратичном приближении по магнитному полю используем известные выражения

$$\sigma_{xx}^p = ep (\langle \mu_p \rangle - \langle \mu_p \rangle^3 B^2); \quad \sigma_{xy}^p = ep \langle \mu_p^2 \rangle B. \quad (2)$$

Компоненты проводимости электронов приповерхностного слоя (σ_{xx}^{n1} и σ_{xy}^{n1}) рассматриваются в условиях произвольных магнитных полей. С учетом принятых приближений и (1) для поперечного магнитосопротивления получено выражение

$$\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho} = \frac{\sigma_{np} \sigma_{n2} + \sigma_{nn} \sigma_p \mu_{n1}^2 B^2}{\sigma_{np}^2 + \sigma_p \mu_{n1}^2 B^2} + \frac{\sigma}{\sigma_p} \left(1 + \frac{\sigma_{np}^2}{\sigma_p^2 \mu_{n1}^2} \right)^{-2} \mu_p^2 B^2, \quad (3)$$

где $\sigma_{np} = \sigma_{n1} + \sigma_p$; $\sigma_{nn} = \sigma_{n1} + \sigma_{n2}$; $\sigma = \sigma_{n1} + \sigma_{n2} + \sigma_{n3}$; $\sigma_{n1} = en_1 \mu_{n1} d_1 / d$; $\sigma_{n2} = en_2 \mu_{n2} d_2 / d$; $\sigma = ep \mu_p d_2 / d$; холл-фактор принят равным единице.

Пример расчета магнитополевых зависимостей коэффициента Холла и электропроводности для рассмотренных эпитаксиальных структур представлен на рис. 3, а, б.

С увеличением толщины приповерхностного n -слоя коэффициент Холла в области слабых магнитных полей (штрихпунктир) растет, проходит через максимум и стремится к $(en)^{-1}$ для однородного n -слоя. Анализ общего выражения для коэффициента Холла [4] указывает на то, что точка перегиба имеет место в области сильных магнитных полей для электронов p -слоя, промежуточных — для электронов n -слоя и слабых — для дырок p -слоя, а также при выполнении неравенства $n_2 \mu_{n2}^2 d_2 \gg n_1 \mu_{n1}^2 d_1$. Совокупность указанных условий выполняется для кристаллов $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с нарушенным слоем (см. таблицу, рис. 2).

В полевой зависимости магнитосопротивления двухслойной структуры (рис. 3, б) в области магнитных полей $B \leq 0.5 B_0$ (B_0 — величина магнитной индукции, при которой происходит инверсия знака R_H) показатель магнитополевой зависимости $\Delta\rho_{\perp}/\rho$ близок к двум, а для $B > B_0$ эта зависимость насыщается даже при $\sigma_p d_1 > \sigma_p d_2$. Таким образом, в двухслойной структуре появляется протяженный участок слабой зависимости $R_H(B)$ (рис. 1), что может быть использовано для обнаружения неоднородности по толщине.

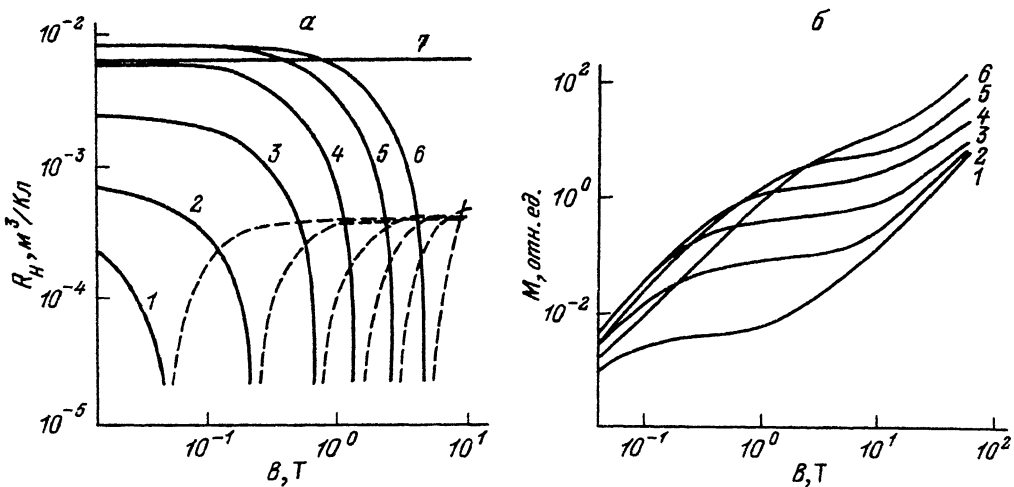


Рис. 3. Расчет магнитолевых зависимостей коэффициента Холла (а) и магниторезистивного эффекта (б) двухслойной эпитаксиальной структуры (см. таблицу) толщиной d и относительной толщиной n -слоя d_1/d .

1—0, 2— $5 \cdot 10^{-3}$, 3— $2.5 \cdot 10^{-2}$, 4—0.1, 5—0.25, 6—0.5, 7—1.0.

Существенно, что благодаря большому отношению подвижностей электронов и дырок в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ влияние приповерхностного n -слоя в эпитаксиальной пленке p -типа проводимости имеет место даже при сильном неравенстве $\sigma_n d_n \ll \sigma_p d_p$. Расчет магнитолевой зависимости относительного магниторезистивного эффекта двухслойной структуры подтверждает наличие экспериментально наблюдаемого участка насыщения $M(B)$ и инверсии $R_H(B)$ даже при выполнении условия $\sigma_n d_1 > \sigma_p d_2$ ввиду более сильной полевой зависимости $\sigma_n(B)$ по сравнению с $\sigma_p(B)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Баженов Н. А., Иванов-Омский В. И., Огородников В. К. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 12. С. 1458—1461.
- [2] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Корняш А. А. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 201—205.
- [3] Бовина Л. А., Стафеев В. И., Фролов А. В., Рубцов А. Г. // Матер. Всес. сем. по проблеме «Физика и химия полупроводников». Павлодар, 1987. С. 215—217.
- [4] Кучис Е. В. Гальваномангнитные эффекты и методы их исследования. М., 1990. 26 с.
- [5] Tsidilkovskii J. M., Giriat W., Kharus G. J. // Phys. St. Sol.(a). 1974. V. 64. P. 51—56.
- [6] Карачевцева Л. А., Любченко А. В., Хижняк Б. И. // Физическая электроника. 1987. В. 35. С. 2122—2127.
- [7] Finkman E. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 12. P. 8107—8111.
- [8] Баранский П. И., Буянова И. А., Горбатюк И. П. и др. // УФЖ. 1984. Т. 29. В. 2. С. 294—297.
- [9] Городничий О. П., Горбатюк И. П., Корнюшин Ю. В. и др. // УФЖ. 1984. Т. 29. В. 4. С. 584—588.

Институт полупроводников
АН Украины
Киев

Получена 24.06.1991
Принята к печати 31.10.1991