

Определение скорости поверхностной рекомбинации в эпитаксиальных слоях $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ из измерений планарного магнитосопротивления и времени релаксации неравновесных носителей заряда

© П.А. Бородавский, А.Ф. Булдыгин, В.С. Варавин

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 7 июля 1997 г. Принята к печати 24 февраля 1998 г.)

Измерены зависимости планарного магнитосопротивления от магнитного поля для эпитаксиальных слоев $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.211, 0.22$) при температурах 300 и 77 К. При 77 К измерения проведены в электрическом поле ниже и выше пороговых полей для лавинной ударной ионизации. По результатам измерений планарного магнитосопротивления и времени релаксации неравновесных носителей заряда определены скорости поверхностной рекомбинации.

Для определения скорости поверхностной рекомбинации на границе эпитаксиального слоя (ЭС) с подложкой и на свободной поверхности в структурах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ используются измерения фотомагнитного эффекта (ФМЭ), фотопроводимости (ФП), а также холловских параметров (см., например, [1]). В настоящем сообщении для определения скорости рекомбинации на границе ЭС-(подложка (буферный слой)) и на свободной поверхности предлагается методика, основанная на измерении планарного магнитосопротивления и времени релаксации неравновесных носителей заряда (ННЗ).

Теория планарного магнитосопротивления ННЗ рассмотрена Г.Е. Пикусом [2]. В работе [3] были проведены исследования тонких пленок антимонида индия в сильных электрических полях, и из измерений планарного магнитосопротивления было установлено отношение скоростей поверхностной рекомбинации на границах. Изменение сопротивления ЭС в магнитном поле B , приложенном перпендикулярно электрическому полю E в плоскости ЭС (как и в случае ФМЭ) для слабого магнитного поля ($\mu B \ll 1$), определяется следующим выражением [2,3]:

$$\frac{R(B) - R(0)}{R(0)} = \frac{\Delta R(B)}{R(0)} = -A_1 EB + A_2 B^2. \quad (1)$$

При достаточно сильном электрическом поле линейный член в (1) может быть сравним по величине с квадратичным членом и, следовательно, $\Delta R(B) \neq \Delta R(-B)$, т. е. при изменении направления магнитного поля наблюдается асимметрия, которая свидетельствует о различии скоростей рекомбинации на границе ЭС-подложка и на свободной поверхности.

Линейный член по магнитному полю выделяется как обычно:

$$\frac{\Delta R(-B)}{R(0)} - \frac{\Delta R(B)}{R(0)} = 2A_1 EB. \quad (2)$$

Теоретическое выражение для коэффициента A_1 при $\mu_n \gg \mu_p$ можно записать в виде [3]

$$A_1 EB \simeq \frac{1}{2} (\mu_n B) \frac{p}{n+p} \frac{U}{(kT/q)} \frac{d}{l} \left(\frac{L_D}{d} \right)^2 \alpha_3, \quad (3)$$

где μ_n — холловская подвижность электронов, n, p — концентрация электронов и дырок, U — напряжение и l — расстояние между омическими контактами образца, d — толщина ЭС, L_D — длина амбиполярной диффузии, T — температура. Безразмерный параметр α_3 определяется достаточно громоздким выражением, но можно показать [3], что при

$$d \ll L_D \quad \alpha_3 \rightarrow \frac{d^2}{L_D^2} \left[\frac{S_2 - S_1}{S_2 + S_1} \right], \quad (4)$$

$$d \gg L_D \quad \alpha_3 \rightarrow 2 \left[\frac{S_2 - S_1}{S_2 + S_1} \right], \quad (5)$$

где S_1, S_2 — скорости поверхностной рекомбинации на границе ЭС-(подложка (буферный слой)) и на свободной поверхности соответственно.

Из (3) следует, что для ЭС "n"-типа проводимости при 77 К, когда $p/n \rightarrow 0$, $EBA_1 \rightarrow 0$, а при комнатной температуре ($n \approx p$) линейный член $EBA_1 \neq 0$ и должна наблюдаться несимметрия зависимости $\Delta R(B)$ при изменении направления магнитного поля. В определенной области магнитных полей может также наблюдаться отрицательное магнитосопротивление ($R(B) < R(0)$).

Определяя линейный член $A_1 EB$ из измерений планарного магнитосопротивления при известных параметрах образца, можно определить параметр α_3 и, следовательно, отношение скоростей поверхностной рекомбинации S_1/S_2 .

Абсолютные значения S_1 и S_2 можно определить, измеряя время релаксации ННЗ τ_1 , которое связано с поверхностной рекомбинацией следующими известными

Таблица 1. Основные параметры образцов

№ образца	x	d , мкм	l , мм	$T = 300 \text{ K}$					
				μ_n , $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$	μ_p , $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$	τ_V , 10^{-8} c	τ_1 , 10^{-8} c	S_1 , cm/c	S_2 , cm/c
1	0.22	7.5	2	7000	70	8	6.2	1500	2900
2	0.211	7.0	4	8000	80	4.2	3.5	2600	1000
3	0.211	6.0	3	7500	75	4.2	3	6300	2100

Таблица 2. Параметры образцов при $T = 77 \text{ K}$

№ образца	n_0 , cm^{-3}	μ_n , $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$	μ_p , $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$	$\frac{U}{l}$, $\text{В}/\text{см}$	$\frac{\mu_n(E)}{\mu_n(0)}$	$\frac{n}{n_0}$	τ_V , 10^{-6} c	τ_1 , 10^{-6} c	S_1 , cm/c	S_2 , cm/c
1	$7.5 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^4$	400	575	0.5	2.8	5	0.9	420	280
2	$3.2 \cdot 10^{14}$	$1.16 \cdot 10^5$	800	365	0.67	3.4	3	2	51	64
3	$3.2 \cdot 10^{14}$	$7.4 \cdot 10^4$	800	440	0.48	2.9	3	1.25	131	146

уравнениями [4]:

$$\begin{aligned} 1/\tau_1 &= 1/\tau_V + D_p \lambda_1^2, \\ \text{tg } \lambda_1 d &= \frac{(S_1 + S_2) D_p \lambda_1}{D_p^2 \lambda_1^2 - S_1 S_2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где τ_V — объемное время жизни, D_p — коэффициент диффузии неосновных носителей, d — толщина ЭС.

Для экспериментальных исследований использовались образцы из гетероструктур $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdZnTe}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs [5]. При комнатной температуре измерения магнитосопротивления проводились на постоянном токе при напряжении на образце $U \approx 1 \text{ В}$. Время релаксации ННЗ τ_1 измерялось СВЧ методом при импульсном освещении полупроводниковым лазером ($\lambda \approx 0.92 \text{ мкм}$) [4,6]. Объемная генерация ННЗ для получения $p \approx n$ в образцах при их охлаждении жидким азотом достигалась приложением к образцу импульсов напряжения ($\approx 15 \text{ нс}$), вызывающих лавинную ударную ионизацию. Для измерения τ_1 СВЧ методом, аналогичным описанному в работе [7], образец размещался в центре поперечного сечения волновода размером $2 \times 23 \text{ мм}^2$.

На рис. 1 приведены зависимости $\Delta R(B)/R(0)$, измеренные при комнатной температуре для двух образцов, приготовленных из эпитаксиальных структур с содержанием CdTe $x_{\text{CdTe}} = 0.22$ и 0.211 . Ориентация электрического и магнитного полей показана на вставке, из которой следует, что при положительном направлении магнитного поля носители концентрируются у границы ЭС–(буферный слой), а при отрицательном — у свободной поверхности. Для первого образца (кривая 1) $S_1 < S_2$, а для второго — $S_1 > S_2$. Найденные значения S_1 и S_2 вместе с другими параметрами, использованными при расчетах, приведены в табл. 1. Следует отметить, что при комнатной температуре толщина пленки сравнима с длиной диффузии ($d \approx (1.3 \div 1.6)L_D$) и при расчете

использовалась точная формула из работы [3]. Объемное время жизни τ_V определялось путем расчета, приведенного в работах [4,6].

Магнитополевые зависимости, измеренные для этих же образцов, охлажденных до температуры жидкого азота, приведены на рис. 2. В слабом электрическом поле зависимости $\Delta R(B)/R(0)$ симметричны (кривые 1, 2), как и следует из теории. После ударной ионизации в сильном электрическом поле появляется существенная несимметрия и даже небольшое отрицательное магнитосопротивление для образца 1 (кривая 3). При этом отметим, сравнивая рис. 1 и 2, что при $T = 77 \text{ K}$ для первого образца $S_1 > S_2$, а для второго образца (кривая 4) $S_1 < S_2$. Поскольку при температуре жидкого азота можно полагать, что $d \ll L_D$, для определения величины отношения S_1/S_2 можно использовать упрощенную формулу (4). Значения S_1 и S_2 , вместе с другими параметрами, приведены в табл. 2. В сильном электрическом поле

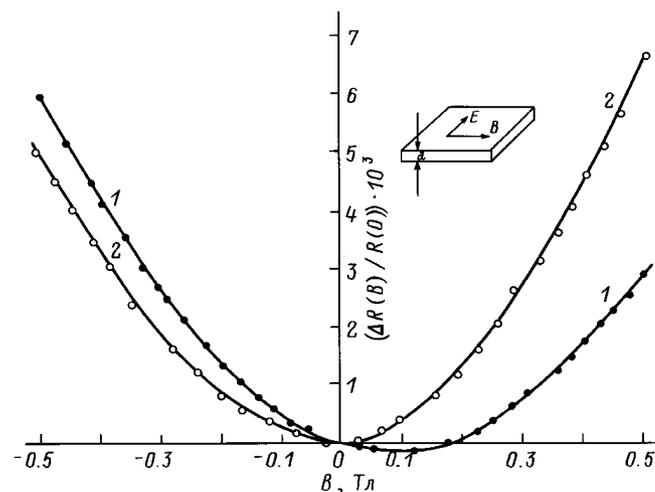


Рис. 1. Изменение планарного магнитосопротивления в магнитном поле при $T = 300 \text{ K}$ для образцов 1 (кривая 1) и 2 (кривая 2). Параметры образцов приведены в табл. 1.

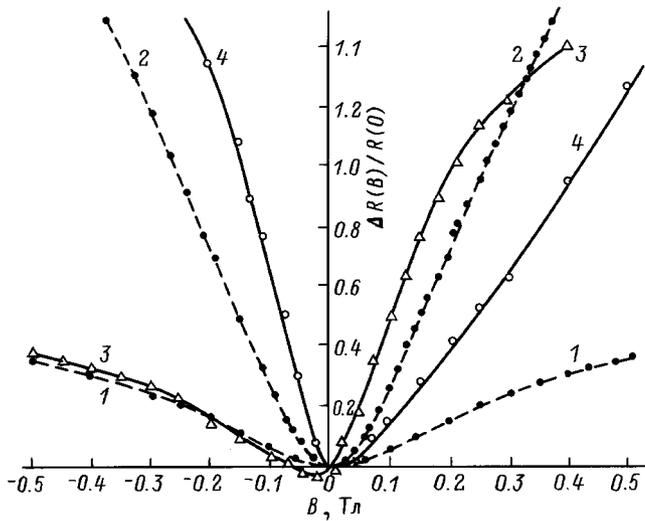


Рис. 2. Изменение планарного магнитосопротивления в магнитном поле при $T = 77$ К для образцов 1 и 2 в слабом электрическом поле (кривые 1 и 2 соответственно) и в сильном электрическом поле при лавинной ударной ионизации: 3 — образец 1 ($U/l = 575$ В/см, $n/n_0 = 2.8$), 4 — образец 2 ($U/l = 365$ В/см, $n/n_0 = 3.4$).

подвижность электронов уменьшается пропорционально $R(0)/R(E)$, где $R(E)$ определялось исходя из величины тока в начале импульса. Передний фронт импульса напряжения составляет менее 1 нс и ударной лавинной ионизацией можно пренебречь. Сопротивление образца $R(0)$ измерялось в слабом постоянном электрическом поле ($U \approx 1$ В). Уровень генерации носителей n/n_0 определялся по отношению токов в конце и начале импульса. Значения объемного времени жизни τ_V устанавливалось путем расчета, как и в работе [4], с учетом концентрации электронов, полученной из холловских измерений.

Образец 3, результаты для которого приведены в табл. 1 и 2, был изготовлен из той же структуры, что и образец 2. Отличие состояло в том, что слой с повышенным содержанием CdTe на поверхности ЭС был удален путем травления. При этом, как видно из табл. 1 и 2, время релаксации ННЗ τ_1 и скорость поверхностной рекомбинации S_2 заметно изменились. Следует отметить также, что измеренные значения скорости поверхностной рекомбинации при $T = 77$ К много ниже, чем при комнатной температуре. Измерения этих величин с помощью ФМЭ в работе [1] для ЭС "p"-типа проводимости показывают, что при охлаждении поверхностная рекомбинация, наоборот, сильно возрастает.

Как уже отмечалось в работе [2], исследуя изменение сопротивления в магнитном поле на достаточно тонких образцах, можно обнаружить даже небольшую разницу между S_1 и S_2 и этот метод может быть использован для оценки влияния различной обработки поверхности ЭС на скорость поверхностной рекомбинации.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Г. Сидорову за представленные эпитаксиальные структуры для проведения измерений.

Список литературы

- [1] G. Sarusi, A. Zemel, D. Eger, S. Ron, Y. Shapira. J. Appl. Phys., **72**, 2312 (1992).
- [2] Г.Е. Пикус. ЖТФ, **26**, 22 (1956).
- [3] D.L. Lile. J. Appl. Phys., **41**, 3480 (1970).
- [4] П.А. Бородовский, А.Ф. Булдыгин, В.Г. Ремесник. ФТП, **28**, 2107 (1994).
- [5] V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky, V.I. Liberman, N.N. Mikhailov, Yu.G. Sidorov. Thin Sol. Films, **267**, 121 (1995).
- [6] П.А. Бородовский, А.Ф. Булдыгин. ПТЭ, № 6, 157 (1995).
- [7] G. Nimtz, G. Bauer, R. Dornhays, K.H. Muller. Phys. Rev. B, **10**, 3302 (1974).

Редактор Т.А. Полянская

The determination of surface recombination velocity in n -Cd_xHg_{1-x}Te epitaxial layers using measurements of planar magnetoresistance and life time of excess carriers

P.A. Borodovski, A.F. Buldygin, V.S. Varavin

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The variation of planar magnetoresistance with magnetic field has been measured in n -Cd_xHg_{1-x}Te ($x_{\text{CdTe}} = 0.211, 0.22$) epitaxial layers at 300 K and 77 K. At 77 K these measurements have been performed for values of the electric field both below and above those required for the lattice impact ionization. Surface recombination velocity by measurements of planar magnetoresistance and life time of excess carriers were found.