

$$\Delta E_v = a(S_{11} + S_{12})X + \frac{1}{2\sqrt{3}}dS_{44}X \quad (22)$$

и используя значения коэффициентов упругой податливости S_{11} , S_{12} , S_{44} [6], а также значения констант деформационного потенциала a и d [4], получаем значение $\Delta E_v = 3.7 \cdot 10^{-3}$ эВ на каждые 10^3 кг/см². Тогда величина смещения уровня $E_v + 0.27$ эВ для направления [111] составляет $5.8 \cdot 10^{-3}$ эВ в расчете на 10^3 кг/см². При этом уровень удаляется от валентной зоны.

В заключение авторы выражают благодарность П. И. Баранскому и В. В. Коломойцу за полезное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Семенюк А. К., Федосов А. В., Назарчук П. Ф. — ФТП, 1980, т. 14, в. 9, с. 1809—1811.
- [2] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [3] Balslev J. — Phys. Rev., 1966, v. 143, N 2, p. 636—647.
- [4] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1973. 584 с.
- [5] Елизаров А. И., Коломоец В. В., Митин В. В. — ФТП, 1975, т. 9, в. 7, с. 1388—1390.
- [6] Баранский П. И., Буда И. С., Даховский И. В., Коломоец В. В. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках. Киев, 1977. 268 с.

Львовский политехнический институт
им. Ленинского комсомола
Луцкий филиал

Получено 15.07.1987
Принято к печати 16.11.1987

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ОБЪЕМЕ И РЕКОМБИНАЦИЯ НА ГРАНИЦАХ В ПЛЕНКАХ $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ НА BaF_2

Васин О. И., Климов А. Э., Неизвестный И. Г., Петиков Н. И.,
Филатова Е. С., Шумский В. Н.

Для определения рекомбинационных параметров по совместным измерениям фотомагнитного эффекта (ФМЭ) и фотопроводимости (ФП) необходимо знать соотношение между толщиной образца (w) и длиной диффузии носителей заряда L_D [1-3]. При изучении $Pb_{1-x}Sn_xTe$ [свинец—олово—теллур (СОТ)] обычно предполагают [4, 5], что объемная рекомбинация преобладает, так что сведения о рекомбинации на поверхности практически отсутствуют. В работе [6] по изменению времени релаксации ФП пленок СОТ ($x=0.2$), подвергавшихся прогреву в кислороде, была проведена оценка скорости поверхностной рекомбинации (s) на открытой поверхности. Для пленок СОТ на подложках с большей шириной запрещенной зоны возможность освещения с двух сторон позволяет получить дополнительные уравнения относительно L_D и скоростей поверхностной рекомбинации на обеих границах (s_1 , s_2) и определить их независимо.

1. Основные соотношения. За основу описания ФМЭ и ФП в случае освещения с обеих сторон использовалась модификация теории, развитая Гартнером, в которой член, описывающий генерацию носителей заряда, вводится не в граничные условия, а в уравнение непрерывности. Как обычно, предполагается, что уровень инжекции мал, время релаксации не зависит от энергии, захват носителей заряда отсутствует. Можно показать, что если произведение коэффициента поглощения (k) на толщину пленки $wk=K \gg 1$, то уравнение, связы-

вающее экспериментальные значения тока ФМЭ ($I_{\text{ФМЭ}}$) и сигнала ФП ($\delta V_{\text{ФП}}$) с длиной диффузии $L_D = w/W$, записывается как

$$f_1 = (\sigma_1 - \sigma_2)/(i_1 - i_2) = [K(1 - \text{ch } W) + W \text{sh } W] [W(1 - \text{ch } W) + K \text{sh } W]^{-1} W^{-1}, \quad (1)$$

где

$$\sigma_{1,2} = (\delta V_{\text{ФП } 1,2} / V_T) G_0 D [q \mu_p (1+b) w^2 \Phi_0 \eta_{1,2}]^{-1},$$

$$i_{1,2} = I_{\text{ФМЭ } 1,2} (q \mu_p B w d \Phi_0 \eta_{1,2})^{-1},$$

q — заряд электрона, d — ширина образца, B — напряженность магнитного поля, Φ_0 — плотность потока квантов, $\delta V_{\text{ФП } 1,2} / V_T$ — отношение сигнала ФП к напряжению на образце, G_0 — темновая проводимость, $b = (\mu_n / \mu_p)$ — отношение подвижностей электронов и дырок, D — коэффициент диффузии, $\eta_{1,2}$ —

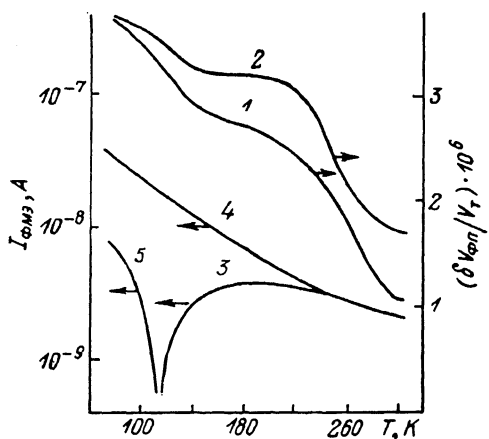


Рис. 1. Температурная зависимость отношения сигнала фотопроводимости $\delta V_{\text{ФП}}$ к темновому падению напряжения V_T и фотомангнитного тока $I_{\text{ФМЭ}}$ пленки СОТ ($x=0.2$) на подложке фтористого бария.

Освещение со стороны: 1, 3, 5 — свободной поверхности, 2, 4 — подложки; 3, 4 — нормальный ФМЭ, 5 — «аномальный».

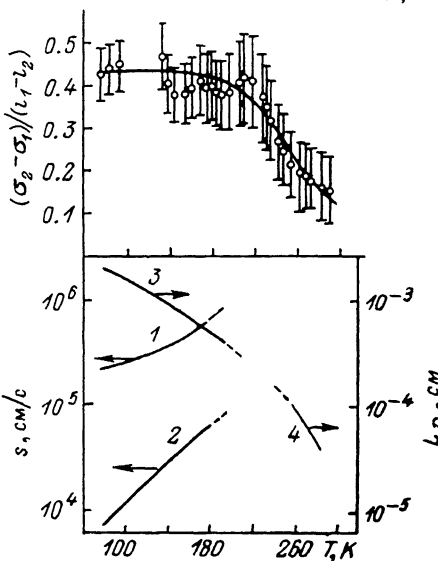


Рис. 2. Температурная зависимость функции $|f_1| = (\sigma_2 - \sigma_1)/(i_1 - i_2)$, скоростей поверхностной рекомбинации $s_{1,2}$ и диффузионной длины неравновесных носителей заряда L_D .

1 — скорость поверхностной рекомбинации на свободной поверхности СОТ s_1 , найденная из (3); 2, 3 — оценки максимальной величины s_2 и минимальной L_D при низких температурах по (3); 4 — диффузионная длина при высоких температурах, полученная из (1).

квантовый выход, учитывающий потери на отражение, поглощение и рассеяние света, индексы 1 и 2 соответствуют освещению со сторон свободной поверхности и подложки.

Из (3), зная K , $\sigma_{1,2}$ и $i_{1,2}$, можно определить L_D . Однако, если L_D велико ($W \leq 0.4$), f_1 записывается в виде $f_1 \approx (2-K)(2K-W^2)^{-1}$, и при $W \ll K$ для определения L_D требуется высокая точность измерений. При $W \geq 4$ $f_1 \approx -W^{-1}$, и в этом случае

$$S_{1,2} = -(\sigma_{1,2}/i_{1,2})WK - W - K, \quad (2)$$

где $S_{1,2} = s_{1,2}w/D$.

Анализ показывает, что при K , $W \gg 1$ «аномальный» (соответствующий потоку носителей на освещенную поверхность) ФМЭ не может наблюдаться ни при каких значениях $S_{1,2}$. При $W \leq 0.4$ для наблюдения «аномального» эффекта требуется, чтобы $S_1 > K(W^2 + 2S_2)$, и тогда S_1 и S_2 можно записать в виде

$$S_1 = -[(\sigma_2/i_2)(1 + 0.5/K) + 0.5]^{-1},$$

$$S_2^* = S_2 + W^2 = (S_1 - 2\sigma_1/i_1)/K. \quad (3)$$

Если неравенство $S_1 \gg W^2 + 2S_2$ не выполняется и ФМЭ имеет нормальный знак, то в выражения для S_1 и S_2 будут входить абсолютные значения квантового выхода.

Таким образом, определив в соответствии с (1) W , можно определить S_1 , S_2 по (2) или (3). В промежуточном случае при $0.4 \leq W \leq 4$ нахождение L_D , S_1 и S_2 возможно только численными методами и тоже требует высокой точности измерений.

2. *Экспериментальные данные и их обсуждение.* Исследовались пленки СОТ ($x=0.2$), полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках фтористого бария. Образцы представляли собой холловские структуры с размером рабочей области 200×500 мкм. Для возбуждения сигналов ФМЭ и ФП использовался лазер ЛГН-105 ($\lambda=0.63$ мкм), излучение которого при помощи оптического микроскопа фокусировалось в пятно с диаметром не более 50 мкм на образец, находившийся в криостате. Поток излучения модулировался с частотой 1.8 кГц и регистрировался селективным усилителем «Унипан-232» с предусилителем «237.7». Был измерен коэффициент поглощения при $\lambda=0.63$ мкм в области температур $80 \div 300$ К, который изменялся в пределах $(7.0 \div 5.3) \cdot 10^4$ см⁻¹. На тех же образцах измерена температурная зависимость эффекта Холла и проводимости. В области $80 \div 250$ К коэффициент Холла (R_H) менялся слабо и равнялся 15. В той же области температур подвижность уменьшается от $\mu_p = 2 \cdot 10^4$ см²/В·с при 80 К пропорционально $T^{-1/2}$. Напряженность магнитного поля при измерениях составляла $B=0.39$ Т. Во всем интервале температур зависимость сигналов ФМЭ и ФП была линейной вплоть до максимальных использованных значений потоков квантов и магнитного поля. На рис. 1 представлена зависимость ФП и ФМЭ от T одного из образцов толщиной $w=2.4$ мкм. При освещении образца со стороны свободной поверхности ФМЭ менял знак при $T \approx 115$ К (рис. 1), и при $T < 115$ К наблюдался «аномальный» ФМЭ. При освещении образца со стороны подложки знак сигнала ФМЭ не изменялся и соответствовал нормальному ФМЭ.

Экспериментальное значение функции f_1 (1) в диапазоне $80 < T < 200$ К (рис. 2) постоянно с точностью ± 12 % и примерно соответствует ее теоретическому значению ($f_1 \approx -0.44$) при $W \leq 0.4$ и $K=16.8$. Поэтому можно считать, что в эксперименте $W \leq 0.4$ и, следовательно, $L_D \geq 6 \cdot 10^{-4}$ см в этом диапазоне T . Отсюда следует, что нижний предел $\tau = L_D^2/D$ в этом температурном интервале составляет $(0.25 \div 0.8) \cdot 10^{-8}$ с.

С увеличением температуры f_1 растет, что позволяет определить L_D . Температурная зависимость L_D , рассчитанная по (1), для $240 < T < 280$ К уменьшается от $1.5 \cdot 10^{-4}$ до $0.5 \cdot 10^{-4}$ см.

В области низких температур ($T < 115$ К), где наблюдается «аномальный» ФМЭ, S_1 и S_2 определяются в соответствии с (3). В предположении, что (3) справедливы, в области, где начинается спад $I_{\text{ФМЭ}1}$, были рассчитаны S_1 и S_2^* при $80 < T < 200$ К. Зависимости $s_1(T)$ и $s_2^*(T)$ приведены на рис. 2. Так как $S_2^* = S_2 + W^2$, то кривая 2 (рис. 2) определяет температурную зависимость максимально возможной скорости поверхностной рекомбинации на границе СОТ—ВаF₂. Очевидно, что из $S_2^* = f(T)$ можно получить температурную зависимость минимально возможной длины диффузии $L_{D \text{ min}}$ (рис. 2). Экстраполированные значения $L_{D \text{ min}}$ на область высоких T хорошо согласуются со значениями L_D , точно определенными по (1). Расчет $\tau = L_{D \text{ min}}^2/D$ показывает, что τ падает с ростом T . В принципе, подобная зависимость $\tau(T)$ может быть связана с многодолинными оже-процессами [7].

Итак, в предположении об однородности свойства в эпитаксиальном слое и отсутствии захвата определены длина диффузии носителей заряда при $240 < T < 280$ К, скорость поверхностной рекомбинации на открытой поверхности СОТ при $80 < T < 200$ К и оценены минимально возможные значения L_D и $s_{2 \text{ max}}$ в этой области. Найденные значения s_1 существенно больше, чем в [8].

Если даже образец неоднороден (или существует захват в объеме), то наличие «аномального» ФМЭ однозначно свидетельствует о преобладании при низких температурах рекомбинационных процессов вблизи свободной поверхности исследованных образцов.

- [1] Gartner W. — Phys. Rev., 1957, v. 105, N 3, p. 823—829.
 [2] Равич Ю. И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М., 1967. 96 с.
 [3] Lile D. L. — Phys. Rev. B: Sol. St., 1973, v. 8, N 10, p. 4708—4722.
 [4] Berndt P., Genezow D., Herman K. H. — Phys. St. Sol. (a), 1976, v. 38, N 2, p. 497—503.
 [5] Гасан-заде С. Г., Орлецкий В. Б., Прокопчук Л. Ф., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. — ФТП, 1976, т. 9, в. 12, с. 2370—2375.
 [6] Горчаков А. П., Зарифьянц Ю. А., Знаменский И. В. — ФТП, 1982, т. 16, в. 1, с. 134—135.
 [7] Eintage P. R. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 6, p. 2565—2568.
 [8] Бир Г. Л. — ФТТ, 1959, т. 1, в. 1, с. 67—76.

Институт физики полупроводников
 СО АН СССР
 Новосибирск

Получено 6.05.1987
 Принято к печати 14.12.1987

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЕ АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО УГЛЕРОДА

Гавриленко В. И., Клюй Н. И., Литовченко В. Г.,
 Стрельницкий В. Е.

Исследование электронной энергетической структуры (ЭЭС) аморфного гидрогенизированного углерода ($a\text{-C}:\text{H}$) представляет интерес как с точки зрения понимания процессов фазово-структурных превращений, так и с целью выяснения возможностей получения материалов с особыми свойствами [1]. Перспективным для исследования такого материала является метод электроотражения (ЭО), обладающий высокими чувствительностью и спектральным разрешением, что позволяет фиксировать уже небольшие изменения ЭЭС исследуемого материала [2]. В настоящей работе методом ЭО исследована ЭЭС аморфного гидрогенизированного углерода ($a\text{-C}:\text{H}$), полученного осаждением потока низкоэнергетических частиц. Образец подвергался гидрогенизации в процессе получения. Плотность полученной пленки $D=2.2$ г/см³, электросопротивление $\rho=10^8$ Ом·см, толщина $d=1.6$ мкм. Спектр ЭО $a\text{-C}:\text{H}$ измерялся в неполяризованном свете в спектральном интервале $1.0\div 5.6$ эВ по стандартной электролитической методике [2] при комнатной температуре. Полученный спектр приведен на рисунке. Наблюдаемая в ИК области осциллирующая структура обусловлена, по-видимому, интерференцией света в пленке $a\text{-C}:\text{H}$. В соответствии со стандартной процедурой разложения сложных спектров ЭО на элементарные полосы [3, 4] данный спектр может быть описан с помощью соотношения

$$\Delta R/R = \text{Re} \sum_j C_j (\alpha + i\beta) e^{i\varphi_j} (\hbar\omega - E_j + i\Gamma_j)^{-m_j}, \quad (1)$$

где E_j и Γ_j — энергия и лоренцевский параметр уширения j -го перехода, φ_j — фаза, учитывающая наличие кулоновского взаимодействия, C_j — амплитуда, зависящая от матричного элемента перехода, α , β — парциальные коэффициенты, определяемые по дисперсионным зависимостям оптических констант, m_j — параметр, определяемый размерностью ЭЭС. Наблюдаемый спектр с достаточной точностью описывается с помощью двух осцилляторов, которые соответствуют энергетическим зазорам E_1 и E_2 , причем $m_1=m_2=3$, что соответствует двумерной ЭЭС. Значения остальных параметров переходов E_1 и E_2 соответственно равны: $E_1=2.0$ эВ, $\Gamma_1=1.3$ эВ, $\varphi_1=1.8\pi$; $E_2=4.2$ эВ, $\Gamma_2=1.3$ эВ, $\varphi_2=1.5\pi$. Теоретическая кривая, соответствующая приведенным параметрам, изображена на рисунке штриховой линией.