

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Cd_xHg_{1-x}Te$, ПОДВЕРГНУТЫХ ЛАЗЕРНОМУ ОБЛУЧЕНИЮ

Вирт И. С., Любченко А. В., Мозоль П. Е., Гнатюк В. А.

Исследованы эффект Холла, фотопроводимость и фотомагнитный эффект в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ n -типа, подвергнутых лазерному облучению различными дозами, а также с механически нарушенным поверхностным слоем. Показано, что полевая зависимость постоянной Холла $R_H(H)$, смещение максимума фотопроводимости и фотомагнитного эффекта в коротковолновую область спектра, и увеличение сигнала фотомагнитного эффекта обусловлены образованием в приповерхностной области p -слоя с большей шириной запрещенной зоны.

Достоинства лазерных способов обработки полупроводниковых материалов (высокая локальность, «технологическая» чистота, быстрота и воспроизводимость) обуславливают перспективность применения лазерного излучения для изменения физических свойств и структуры материала с целью изготовления полупроводниковых приборов (n - p -переходов, матриц диодных элементов, омических контактов и т. п.).

В узкозонных полупроводниковых сплавах $Cd_xHg_{1-x}Te$ [$1-3$] лазерное излучение приводит к генерации электрически активных дефектов при быстром высокотемпературном поверхностном нагреве, ионизации ранее существовавших в материале нейтральных комплексов, сегрегации примесей, образованию повышенной плотности структурных несовершенств (дислокаций) и др.

В настоящей работе приведены результаты исследований эффекта Холла, фотопроводимости (ФП) и фотомагнитного эффекта (ФМЭ) в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ n -типа с составом $x=0.23$, $E_g \approx 160$ мэВ до и после облучения импульсами излучения многомодового рубинового лазера с длительностью импульса $t=2 \cdot 10^{-8}$ с и плотностью мощности $I \sim 10^6$ Вт/см² при комнатной температуре. Исследовались образцы [$n=(2 \div 3) \cdot 10^{14}$ см⁻³ при 77 К] размерами $0.3 \div 0.03 \times 1 \times 5$ мм, выращенные методом Бриджмена и подвергнутые гомогенизирующему отжигу. Подготовка поверхности образцов к измерениям проводилась по стандартной методике [4], а их утоньшение с минимально нарушенным слоем — химико-динамическим методом.

Пластины толщиной $d \approx 30$ мкм при 77 К можно считать диффузионно тонкими: длина диффузионного смещения неравновесных носителей заряда (ННЗ) при $\mu_p = (6 \div 8) \cdot 10^2$ см/В·с, $\tau = (1 \div 2) \cdot 10^{-6}$ с равна $L_p \approx 40$ мкм [4]. В таких образцах лазерная обработка поверхности приводит к полевой зависимости постоянной Холла R_H (рис. 1, а). С увеличением дозы D ($D=Int$, N — количество импульсов) наклон $R_H(H)$ увеличивается. Несколько иной ход имеют кривые после механической обработки поверхности (абразивом с зерном 10 мкм) с образованием нарушенных слоев. В диффузионно толстых образцах ($d \approx \approx 300$ мкм) влияние лазерной обработки несущественно: смещение характеристик $R_H(H)$ при $H=15$ кЭ не превышало 40 % исходной величины.

Появление полевых зависимостей $R_H(H)$ связано с образованием инверсного p -слоя у поверхности (слабый p -тип с электронным знаком R_H , но $p > n_i$, n_i — собственная концентрация носителей) и встроенным p - n -переходом (рис. 1, б).

Диффузионно толстый образец, таким образом, представляет собой двухслойную структуру.

В спектрах ФП после лазерной обработки наблюдались смещение максимума в область более коротких длин волн, при больших дозах — его уменьшение (рис. 2). Термоциклирование образца в диапазоне $300 \div 77$ К существенно не влияет на спектр ФП. Выдержка облученных образцов при комнатной температуре (в течение месяца) приводит к частичному восстановлению исходного уровня фоточувствительности. Положение длинноволнового края остается практически неизменным. Коротковолновое смещение составляет $\Delta E \approx 10 \div 15$ мэВ. Подобный эффект зарегистрирован в [5] при индентировании матрицы КРТ и связывается с образованием упруго-деформированных (сжатых) областей с большей, чем в исходном кристалле, шириной запрещенной зоны.

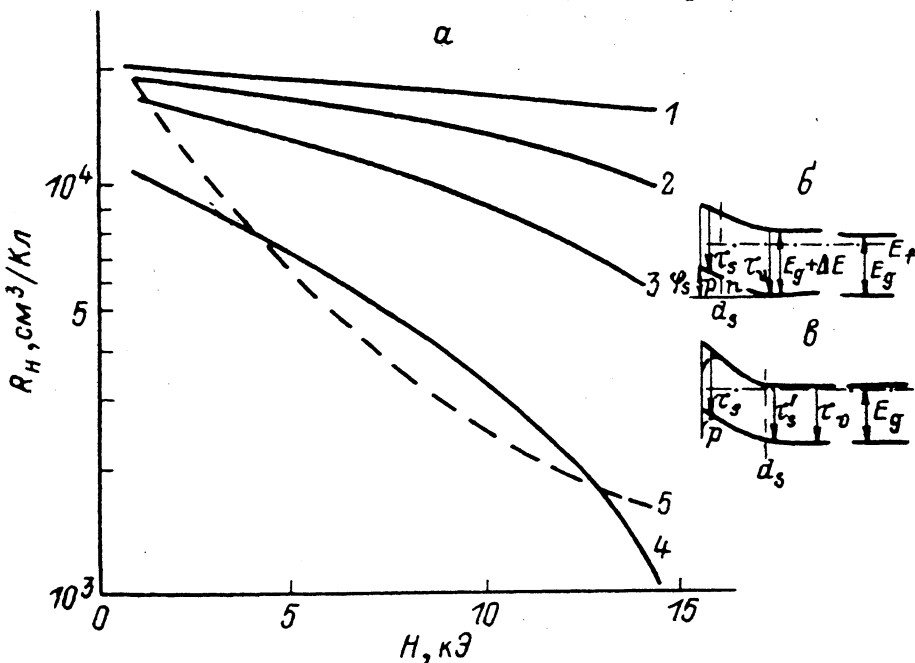


Рис. 1. Полевые зависимости коэффициента Холла R_H в образце с $n = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $d = 30$ мкм до (1) и после лазерного облучения сериями импульсов (а).

Доза D , Дж/см²: 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 2.0; 5 — с механически нарушенным поверхностным слоем. б, в — энергетические диаграммы в приповерхностном слое.

Существенные изменения происходят в спектральной зависимости сигнала ФМЭ — тока $J_{\text{ФМЭ}}(\lambda)$ в режиме короткого замыкания (рис. 3). После лазерной обработки максимум $J_{\text{ФМЭ}}(\lambda)$ смещается в коротковолновую область (параллельно с сигналом ФП) на величину $\Delta E \approx 10 \div 12$ мэВ, при этом он резко возрастает (до 2 порядков). После механической обработки поверхности наблюдается инверсия знака $J_{\text{ФМЭ}}(\lambda)$ при $\lambda \approx 6.5$ мкм. Последующая лазерная обработка ($D = 2$ Дж/см²) приводит к коротковолновому смещению и резкому увеличению сигнала ФМЭ с сохранением инвертированного знака эффекта (рис. 3, кривые 3, 4).

При интерпретации результатов (рис. 2, 3) будем опираться на следующие факты.

1. В наиболее фоточувствительных кристаллах n -КРТ с $n \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (77 К) преобладает процесс межзонной оже-рекомбинации. Концентрации неравновесных носителей заряда (ННЗ) и времена их жизни τ равны $\Delta n = \Delta p$, $\tau_n = \tau_p = \tau$.

2. Химико-динамическая обработка поверхности не создает глубоких нарушенных слоев, эффективная скорость поверхностной рекомбинации $s_{\text{эфф}} \ll 10^3 \text{ см/с}$. При механической обработке ($s \approx 10^5 \text{ см/с}$ [6]) образуется нарушенный приповерхностный слой (до $20 \div 150$ мкм в зависимости от усилия

и размера зерна абразива), что связано с низким порогом пластичности материала (1 кбар) [7]. Время жизни в слое существенно ниже, чем в объеме ($\tau_s \ll \tau_0$), что позволяет охарактеризовать границу раздела эффективным параметром $s_{\text{эфф}}$, не связанным с классической величиной s .

3. С положительным барическим коэффициентом dE_g/dP связано увеличение E_g в состоянии одноосного сжатия матрицы кристалла [5] либо путем локального индентирования.

Будем полагать, что после химико-динамической обработки освещаемой поверхности диффузионно толстого образца ($d \approx 300$ мкм) поверхностная рекомбинация и изгиб зон незначительны (штрихи на рис. 1, б). Лазерная обработка приводит к двум «технологическим» эффектам в приповерхностном слое: испарению междоузельной ртути (Hg, — донор) с образованием обедненного по основным носителям и инвертированного слоя; при больших дозах — к смещению состава в сторону обеднения по Hg и уплотнению прилегающих к поверхности слоев возникающей ударной волной. В обоих случаях величина E_g ,

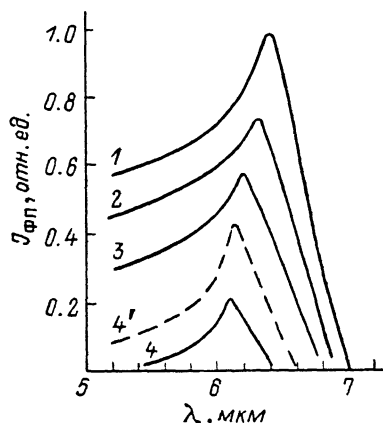


Рис. 2. Спектры сигнала фотопроводимости образца КРТ ($x=0.23$, 77 К) до (1) и после облучения.

Доза D , Дж/см²: 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 2.0; 4' — после 10-дневной выдержки.

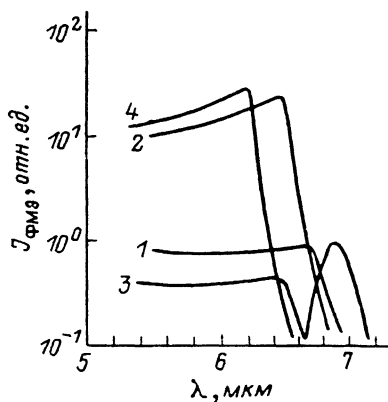


Рис. 3. Спектральные характеристики сигнала ФМЭ (КРТ, $x=0.23$, $d=300$ мкм, 77 К).

1, 3 — до лазерного облучения, 2, 4 — после облучения дозой $D=2.0$ Дж/см²; 3, 2 — с механически нарушенным поверхностным слоем.

увеличивается, о чем можно судить по коротковолновому смещению максимума ФП и ФМЭ (рис. 2, 3). При коэффициенте поглощения излучения $\alpha_x > 10^4$ см⁻¹ и глубине проникновения света $\alpha_x^{-1} \leq 1$ мкм увеличение ширины запрещенной зоны возникает на глубине поглощения лазерного излучения. Снятие тонкого поверхностного слоя частично восстанавливает фоточувствительность во всем спектральном диапазоне, возможно, в связи с улучшением оптических констант поверхности. Существенным моментом здесь является образование встроенного квазизлектрического поля и резкого увеличения времени жизни основных (в p -области) ННЗ.

В случае оже-рекомбинации в слабом p -типе ($p < 10^{15}$ см⁻³ для $x < 0.2 \div 0.23$; 77 К) преобладают электронные соударения и увеличение τ при умеренных изгибах зон φ (рис. 1, б) равно

$$\tau'_s = \tau_s \exp(e\varphi/kT), \quad (1)$$

$$\tau_s = (p_n/p_0)^2 \tau_0.$$

Индекс s относится к приповерхностному слою, в котором при освещении образуется двойной слой из основных (у поверхности) и неосновных (на глубине $d_s=y$) ННЗ. Замедление скорости их рекомбинации [7] приводит к «фоточувствительности» в области фундаментального поглощения (рис. 2), несмотря на естественный при любом воздействии на поверхность рост величины s . После длительной лазерной обработки на кривой релаксации ФП (возбуждение сильно поглощаемым светом Nd-лазера в линейном режиме; $\Delta n \ll n$, p) появляется

медленная компонента с $\tau_n \gg \tau_p$. Последующее стравливание слоя ~ 50 мкм восстанавливает спектр ФП.

В многослойной структуре ФМЭ в первом приближении можно представить как сумму эффектов в каждом из слоев. В рамках общепринятых предположений [8] выражение для тока $J_{\text{ФМЭ}}$ в кристалле КРТ (рис. 1, б) при диффузионном механизме переноса может быть записано в виде

$$J_{\text{ФМЭ}} \approx eB\mu_n(1+b)[(\Delta n_0 - \Delta n_s) D'_n + (\Delta p_s - \Delta p_\infty) D_p]. \quad (2)$$

Здесь $\mu'_n = \mu_n(1 + \mu_n B)^{-1}$, $D'_n = D_n(1 + \mu_n B)^{-1}$. Первый член в (2) относится к приповерхностной p -области, второй — к упруго-деформированной n -области. Δn_0 — концентрация ННЗ у поверхности ($y=0$), Δn_s , Δp_s — на глубине $y=d_s$, Δp_∞ — в объеме кристалла ($y=d/2 \gg L_{n,p}$). После подстановки полевых зависимостей μ_n , D_n в (2) и при условии $b \gg 1$ получим

$$J_{\text{ФМЭ}} = e\mu_n \frac{BD_n}{1 + \mu_n^2 B^2} [(\Delta n_0 - \Delta n_s) + b^{-1}(\Delta p_s - \Delta p_\infty)]. \quad (3)$$

Область сильных полей для электронов в КРТ (условие $\mu_n^2 B \geq 1$) реализуется при $B \geq 10^{-2}$ Т, $\mu_n \approx 10$ м²/В·с, для дырок — при $B \geq 10^2$ Т, $\mu_p \approx 10^{-1}$ м²/В·с, так что полевыми зависимостями μ'_p и D'_p можно пренебречь.

В слабых магнитных полях второй член мал и не дает вклада в $J_{\text{ФМЭ}}$. Резкое увеличение сигнала после лазерной обработки вызвано дрейфом и накоплением ННЗ в p -слое у поверхности (неосновные носители — электроны), где время их жизни существенно выше, чем в объеме. Градиент концентраций ($\Delta n_0 - \Delta n_s$) существенно превышает его величину в исходных кристаллах. Эффект усиливается с резким различием величин $D_n \gg D_p$. С ростом B $J_{\text{ФМЭ}}$ насыщается и в сильных для электронов полях падает ($J_{\text{ФМЭ}} \sim B^{-1}$) (рис. 3).

Более сложной выглядит ситуация при механической обработке поверхности (рис. 1, в). В нарушенном слое $\tau_s \ll \tau_p$ в связи с ограничением времен жизни, образованных точечными и протяженными дефектами. Градиент τ на границе раздела ($y=d_s$) создает инверсное распределение концентрации ННЗ, так как граница раздела работает как сток носителей [9]. Ускоренная протяженными дефектами диффузия атомов Hg_i к поверхности, их последующее испарение либо окисление создают в слое $y < d_s$ обедняющий изгиб зон. В минимуме зонной диаграммы концентрация доноров и величина n максимальны (рис. 1, в). В силу перечисленных выше причин на длинноволновом крае $J_{\text{ФП}}(\lambda)$ (в области слабого поглощения) второй член в (3) может стать доминирующим, а знак ФМЭ — аномальным (рис. 3). При больших коэффициентах поглощения и $\Delta n_0 - \Delta n_s > b^{-1}(\Delta p_s - \Delta p)$ наступает инверсия знака эффекта. Лазерная обработка, гомогенизируя приповерхностный слой, снимает аномальный ход $J_{\text{ФМЭ}}(\lambda)$ с сохранением большой величины эффекта.

Список литературы

- [1] Княк С. Г., Савицкий Г. В., Паливода И. П. // Тр. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1983. С. 174—175.
- [2] Васюк Н. Н., Луцив О. В., Поморцева Л. В. // Тр. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1983. С. 56—57.
- [3] Дружинин А. А., Васюк Н. Н., Ахроменко Ю. Г. // Тр. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1983. С. 72—73.
- [4] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. Киев, 1984. 256 с.
- [5] Вирт И. С., Дякин В. В., Любченко А. В. и др. // УФЖ. 1987. Т. 32. В. 5. С. 745—749.
- [6] Белый Н. Н., Барышев Н. С., Тарасова И. М. и др. // ОМП. 1978. № 10. С. 13—14.
- [7] Гасан-заде С. Г., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1913—1917.
- [8] Равич Ю. И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М., 1983. 93 с.
- [9] Yozwikowska A., Yozwikowski K., Piotrowski Y. // Biul. WAT J. Dabrowskiego, 1984. V. 33. N 33. P. 85—101.