

Д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК, к. ф.-м. н. В. Н. КАТЕРИНЧУК

Украина, г. Черновцы, ЧО Ин-та проблем материаловедения
им. И. Н. Францевича
E-mail: chimsp@unicom.cv.uaДата поступления в редакцию
29.03 2004 г.Оппонент д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ
(Ин-т термоэлектричества, г. Черновцы)

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ ОКСИД–InSe(GaSe) ДЛЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ АНАЛИЗАТОРОВ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Изготовленные гетеропереходы оксид–InSe(GaSe) могут быть использованы для упрощения регистрации азимутальной ориентации плоскополяризованного света.

Использование в современной технике и метрологии различных типов лазеров требует поиска эффективных фотоэлектрических анализаторов плоскополяризованного света. В традиционных анализаторах света используется обычный поляризатор и электронный фотоумножитель с блоком высоковольтного питания.

Однако этот анализ может быть упрощен, если использовать полупроводниковые материалы, которые проявляют одновременно фотоплекроизм и фоточувствительность на основе сформированного гетероперехода [1]. К таким полупроводникам относятся, в первую очередь, анизотропные кристаллы, среди которых определенное место занимают слоистые кристаллы группы A^3B^6 . В InSe и GaSe, как наиболее исследованных кристаллах этой группы, анизотропия электрофизических параметров может достигать 1–2 порядков [2, 3], а измерения коэффициента фотоплекроизма свидетельствуют о том, что он может достигать значений 90% [4–7].

Фотоплекроизм в InSe и GaSe исследовался как на основе эффекта фотопроводимости [4, 5], так и в

гетеропереходах [6, 7]. В первом случае поляризационные измерения проводились в широкой спектральной области, а во втором — только для длин волн лазерного излучения. Причем в [4, 5] ничего не сказано об обработке поверхности кристаллов, а в [6, 7] гетеропереходы формировались на естественных поверхностях, которые получали разъединением хаотически размещенных кристаллических блоков в слитке.

Отличие данной работы от вышеупомянутых состоит в получении качественного фоточувствительного гетероперехода на химически обработанной поверхности слоистых кристаллов, которая параллельна оси C и чувствительна к поляризации света (схема освещения гетероперехода показана на **рис. 1**).

Кристаллографическая ось C нормальна к плоскости слоев. Слои проводящего оксида на торцевой поверхности слоев получали ее окислением в случае InSe [8] или пульверизацией соответствующих растворов на нагретые подложки GaSe [7].

Трудность подготовки торцевой поверхности слоев к формированию потенциального барьера состоит в том, что кристаллы InSe и GaSe обладают низкой механической прочностью, и традиционные методы механической обработки этой поверхности не приемлемы из-за легкой их деформации и расслоения. Поэтому использовалась только химическая обработка.

Цилиндрические слитки кристаллов вначале разрезались на шайбы тонким алмазным диском, а затем химически травились и полировались на основе комбинации различных кислот. Основания шайб служили подложками при нанесении слоя оксида.

О качестве химически обработанной поверхности подложек свидетельствует исследование спектров фоточувствительности изготовленных гетеропереходов оксид– p -InSe и n^+ -In₂O₃– p -GaSe. Для качественных и некачественных гетеропереходов в их спектрах квантовой эффективности фототока имеет место (или, соответственно, отсутствует) коротковолновый спад фоточувствительности [9, с. 404].

Аналогичный характер спектров фототока был проанализирован и для гетеропереходов, изготовленных на основе InSe и GaSe (**рис. 2, а, в**). Здесь хорошо видно, что фоточувствительность при высоких энергиях квантов света не убывает, а наоборот, даже возрастает. Кроме этого, при освещении гетеропереходов были достигнуты напряжения холостого хода порядка 0,5 В. Это также указывает на удовлетвори-

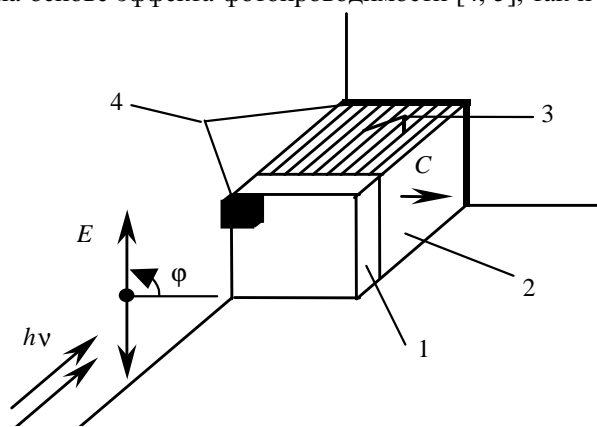


Рис. 1. Схематическое изображение освещения образца плоскополяризованным светом:

1 — оксид; 2 — кристалл; 3 — плоскости слоев; 4 — токовые контакты; E — вектор электрического поля световой волны; $h\nu$ — энергия фотона

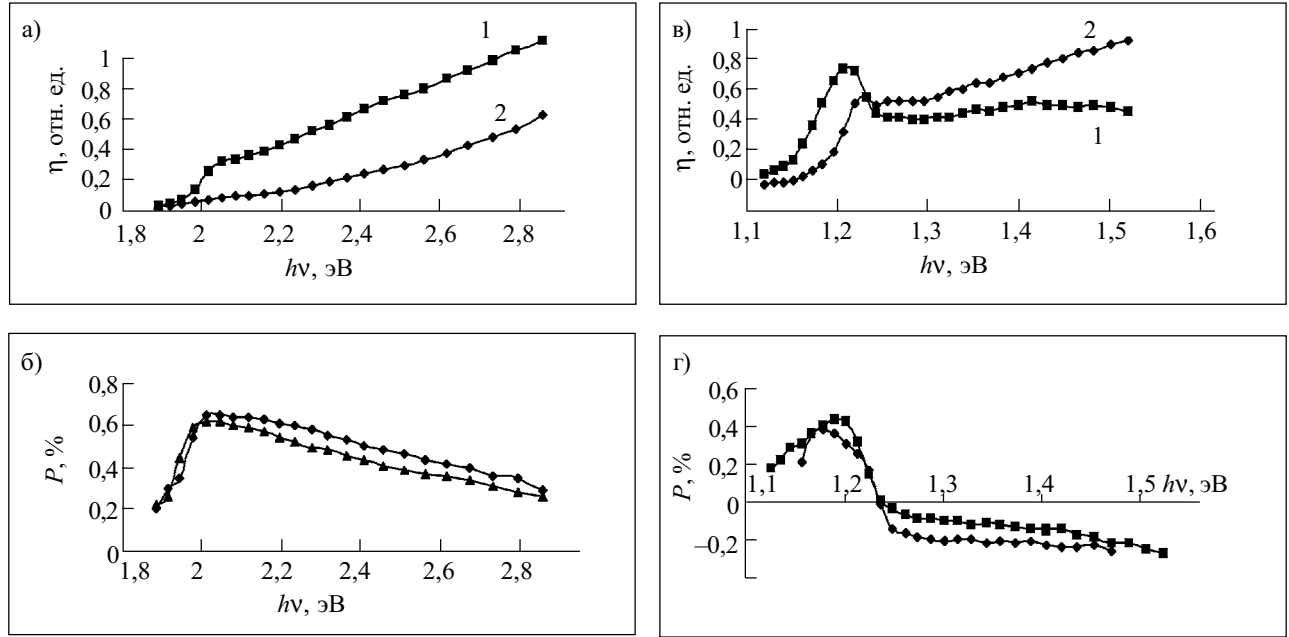


Рис. 2. Спектральные зависимости квантовой эффективности фототока η (а, в) и коэффициента фотоплекроизма P (б, г) гетеропереходов $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}-\text{GaSe}$ (а, б) и оксид— InSe (в, г) при комнатной температуре:
 1 — $E\perp C$; 2 — $E\parallel C$; на б, г — зависимости фотоплекроизма для двух разных образцов

тельное совершенство изготовленных гетеропереходов и значительную высоту потенциального барьера.

Спектральные зависимости фототока гетеропереходов регистрировались с помощью монохроматора МДР-3 с разрешающей способностью 26 Å. Спектры снимались при двух положениях плоскости поляризации света относительно кристаллографической оси C образцов: $E\perp C$ и $E\parallel C$. Спектры фототока пересчитывались с учетом спектрального распределения мощности излучения источника света, квантовой эффективности фототока и нормирования к единице. Коэффициент фотоплекроизма определялся согласно формуле [1]

$$P = (i_{\phi}^{\perp} - i_{\phi}^{\parallel}) / (i_{\phi}^{\perp} + i_{\phi}^{\parallel}),$$

где i_{ϕ}^{\perp} , i_{ϕ}^{\parallel} — фототоки для $E\perp C$ и $E\parallel C$ поляризаций освещения гетероперехода.

Из рис. 2 видны особенности поведения исследованных спектров. Для любого гетероперехода спектры фототока отличаются, прежде всего, положением длинноволнового края, который объясняется разной величиной ширины запрещенной зоны соответствующих полупроводников. При разной ориентации плоскополяризованного света относительно кристаллографического направления C энергетическое положение этого края также меняется. Оно обусловлено характером оптических переходов между энергетическими зонами полупроводника — разрешенных для одной поляризации и запрещенных для другой [10]. Вследствие сдвига края, вызванного особенностями краевого поглощения, есть возможность наблюдать фотоплекроизм. В гетеропереходе $\text{In}_2\text{O}_3-\text{GaSe}$ коэффициент фотоплекроизма достигает 65%, а в гетеропереходе оксид— InSe — 40%.

В глубине фундаментального поглощения также наблюдается фотоплекроизм, но он связывается нами с отличиями в абсолютной величине коэффициента поглощения света в слоистых кристаллах InSe и GaSe для $E\perp C$ - и $E\parallel C$ -ориентаций освещения образцов. Например, известно, что в GaSe в начале

фундаментального поглощения для $E\perp C$ -поляризации он составляет 10^4 см^{-1} , в то время как для $E\parallel C$ — только 10^3 см^{-1} [3].

Итак, эффективность разделения фотогенерированных носителей заряда при $E\perp C$ -освещении большая, а потому мы получаем и большую абсолютную величину фототока для данной ориентации освещения. В случае GaSe фотоплекроизм краевого поглощения преобладает над фотоплекроизмом, вызванным поглощением света в глубине фундаментальной полосы, а коэффициент P с возрастанием энергии $h\nu$ падает с 65 до 30%. Тем не менее, как видно из рис. 2, б, его величина остается положительной во всей спектральной области, так как $i_{\phi}^{\perp} > i_{\phi}^{\parallel}$.

Несколько отличается спектральное поведение коэффициента фотоплекроизма в гетеропереходе оксид— InSe . Если краевой фотоплекроизм аналогичен фотоплекроизму в гетеропереходе $\text{In}_2\text{O}_3-\text{GaSe}$, то в глубине фундаментальной полосы имеет место изменение его знака (рис. 2, г). Подобное поведение возможно в том случае, если коэффициент поглощения света в $E\parallel C$ -поляризации освещения больше для $E\perp C$ -ориентации. Максимальная величина коэффициента фотоплекроизма в гетеропереходе оксид— InSe составляла 40%, а в области фундаментального поглощения — 20%.

Соединения InSe и GaSe имеют максимальный коэффициент фотоплекроизма в области длин волн излучения соответственно инфракрасного неодимового лазера ($\lambda=1,06 \text{ мкм}$) и красного рубинового лазера с $\lambda=0,6328 \text{ мкм}$.

Таким образом, установлено, что слоистые кристаллы InSe и GaSe обладают поляризационной фоточувствительностью в широкой спектральной области.

Изготовленные гетеропереходы InSe(GaSe) могут быть использованы для упрощения регистрации азимутальной ориентации плоскополяризованного света.

Технология изготовления гетеропереходов не является сложной, их параметры имеют удовлетворительную воспроизводимость и в дальнейшем могут быть оптимизированы до необходимых удельных характеристик.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Кесаманлы Ф. П., Рудь В. Ю., Рудь Ю. В. Естественный фотоплекроизм в полупроводниках // ФТП.— 1996.— Т. 30, вып. 11.— С. 19—21.

2. Савицкий П. И., Ковалюк З. Д., Минтянский И. В. Анизотропия электропроводности в моноселениде индия // Неорг. материалы.— 1996.— Т. 32, № 4.— С. 405—409.

3. Landolt-Börnstein. Numerical data and functional relationships in science and technology.— New Ser. Group III: Crystal and Solid State Physics. Vol. 17, sv. f / Berlin: Springer, 1983.

4. Мехтиев Н. М., Рудь Ю. В., Салаев Э. Ю. Фотоэлектрические анализаторы поляризованного излучения (ФАПИ) на слоистых полупроводниках // ФТП.— 1978.— Т. 12, вып. 8.— С. 1566—1570.

5. Мехтиев Н. М. Фотоплекроизм легированных кристаллов GaSe // ФТП.— 1990.— Т. 24, вып. 9.— С. 1505—1508.

6. Катеринчук В. Н., Ковалюк М. З. Фотоплекроизм диодных структур оксид—*p*-InSe // Письма в ЖТФ.— 1999.— Т. 25, № 8.— С. 937—940.

7. Manasson V. A., Kovalyuk Z. D., Drapak S. I., Katerinchuk V. N. Polarisation sensitive photodiode for the 632,8 nm spectral region // Electronics Letters.— 1990.— Vol. 26, N 10.— P. 664.

8. Катеринчук В. Н., Ковалюк М. З. Гетеропереходы из InSe, сформированные термическим окислением кристаллической подложки // Письма в ЖТФ.— 1992.— Т. 18, № 12.— С. 70—72.

9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 2.— М.: Мир, 1984.

10. Соболев В. В. Зоны и экситоны халькогенидов галлия, индия и таллия.— Кишинев: Штиинца, 1982.

К. ф.-м. н. Я. М. ОЛИХ, И. А. ЛИСЮК, Н. Д. ТИМОЧКО

Дата поступления в редакцию
11.02 2004 г.

Украина, г. Киев, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарёва
E-mail: tymochko@ukr.net

Оппонент д. ф.-м. н. Г. П. КОВТУН
(ННЦ "Харьковский физ.-техн. институт")

АКУСТОСТИМУЛИРОВАННОЕ ПОНИЖЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ Ge

На модельных образцах нейтронно-легированного Ge испытана оригинальная методика отжига полупроводников в условиях воздействия ультразвука.

Облучение полупроводников быстрыми частицами является одним из наиболее радикальных методов моделирования их свойств. Например, нейтронное трансмутационное легирование (НТЛ) полупроводников позволяет получать предсказуемое и наиболее однородное распределение примесей в объеме кристалла [1]. С другой стороны, широкое применение полупроводниковых приборов в ядерной и космической технике стимулирует интенсивное изучение дефектов, возникающих в полупроводниках под действием радиации и приводящих к деградации свойств приборов.

Термообработка полупроводникового материала, содержащего термодинамически неравновесные дефекты (в том числе и радиационной природы), является традиционной операцией восстановления его электрофизических характеристик. Однако для отжига характерны также и некоторые недостатки, например, образование термодиффектов при высоких температурах. Альтернативным способом понижения необходимой температуры и ускорения процесса отжига может оказаться дополнительное ультразвуковое (УЗ) воздействие, особенно для образцов со значительной концентрацией нарушений структуры.

Авторы благодарят Ф. М. Воробкало и Н. И. Карася за полезное обсуждение результатов.

Возможности ускорения диффузионных процессов в кристаллах с помощью УЗ-колебаний были ранее как предсказаны теоретически [2, 3], так и подтверждены экспериментально [4—6]. Целью данной работы была отработка методики отжига полупроводниковых кристаллов при одновременном воздействии УЗ высокой частоты и выяснение роли УЗ-воздействия в процессе отжига радиационных дефектов в кристаллах НТЛ-Ge.

Методика эксперимента

В работе исследовались образцы нейтронно-легированного (флюэнс тепловых нейтронов $N_n \approx 1,2 \cdot 10^{15}$ н/см²) германия, изготовленных из выходного слитка *n*-типа (марка ГЭС-45, концентрация легирующей примеси $N_{Sb} \approx 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³) с идентичными исходными геометрическими и кристаллографическими характеристиками. После нейтронного легирования образцы оказались *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением примерно 63 Ом·см при 288 К.

Теоретическая обработка экспериментальных температурных зависимостей удельного сопротивления $\rho(1/T)$ и коэффициента Холла $R_H(1/T)$ для исходных НТЛ-образцов позволила уточнить структуру радиационных дефектов [7]. Оказалось, что преобладающими являются уровни донорного типа N_d с глубиной залегания $E = E_C - 0,21$ эВ (соответствует комплексу (Sb+V)) и акцепторного — с концентрацией $N_a \approx 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и $E = E_V + 0,16$ эВ (комплекс (Sb+V₂)) [6—8]. (Здесь E_C — энергетический уровень дна зоны проводимости; V — вакансия; E_V — энергетический уровень потолка валентной зоны; V₂ — двойная вакансия.) Количе-