

ВЛИЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА АНИЗОТРОПИЮ ОПТИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ (110) АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Берковиц В. Л., Гольдберг Ю. А., Львова Т. В.,
Поссе Е. А., Хасиева Р. В.

Исследовался эффект анизотропии оптического отражения поверхности (110) арсенида галлия. Эффект состоит в том, что в спектральной области выше края фундаментального поглощения коэффициенты отражения R_{\parallel} и R_{\perp} света, линейно поляризованного соответственно вдоль двух лежащих на данной плоскости осей $[110]$ и $[001]$, оказываются различными. При регистрации эффекта использовалась методика модуляции поляризации падающего излучения. Эксперименты выполнялись на образцах GaAs с разным уровнем легирования, а также на поверхностно-барьерных структурах на основе GaAs при приложении напряжения смещения. Установлено, что эффекты анизотропии отражения, которые возникают в кристаллах при возрастании концентрации носителей заряда и в структурах при увеличении напряжения смещения, полностью аналогичны и вызваны действием приповерхностного электрического поля E_s в области изгиба зон. В обоих случаях выделен сигнал анизотропии, наводимый электрическим полем. Количественные исследования показывают, что амплитуда такого сигнала возрастает пропорционально E_s^2 , что согласуется с представлениями теории электрооптических эффектов для случая поверхности (110) и нормального к ней электрического поля.

Введение. В работах [1, 2] сообщалось о наблюдении поляризационной анизотропии оптического отражения чистых и окисленных поверхностей (110) кубических кристаллов полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$. Обнаруженный эффект состоит в том, что в спектральной области выше края фундаментального поглощения этих кристаллов коэффициенты отражения R_{\parallel} и R_{\perp} света, поляризованного соответственно вдоль двух лежащих на поверхности (110) осей $[110]$ и $[001]$, оказываются различными. Относительная величина этого эффекта составляет $10^{-3} \div 10^{-2}$, а его спектральная зависимость имеет характерные особенности в области прямых межзонных переходов E_1 , $E_1 + \Delta_1$, E'_0 . Поляризационные эффекты в отражении окисленных поверхностей (110) обнаруживались также с помощью так называемого «ротороотражения» в Ge и Si [3], InP и GaAs [4], а также в случае более симметричной поверхности (001) GaAs [3, 5].

Поляризационная анизотропия в случае оптических переходов между состояниями на поверхности (110) обусловлена низкой симметрией данной плоскости [1]. Появление подобной анизотропии у объемных переходов в кристаллах кубической симметрии в общем случае свидетельствует о наличии возмущения, снижающего симметрию кристалла в области, где формируется оптическое отражение. В качестве физических причин такого возмущения рассматривались [3, 4, 6] эффект поверхностного многочастичного экранирования, пространственная дисперсия, приповерхностное электрическое поле.

В работе [6] поляризационная анизотропия отражения окисленной поверхности (110) GaAs детально исследовалась в области спектра, соответствующей переходам E_1 и $E_1 + \Delta_1$. Было установлено, что в указанной области спектра электрическое поле E_s , возникающее у поверхности при изгибе зон, может давать значительный вклад в анизотропию отражения. Эффекты анизотропии,

вызванные приповерхностным полем, обнаруживаются в легированных кристаллах при концентрациях носителей заряда $N > 10^{16}$ см⁻³ и растут по амплитуде с увеличением N . Дальнейшие исследования [7] показали также, что такие эффекты отсутствуют в отражении чистой поверхности и появляются только в результате адсорбции посторонних атомов — металлов или кислорода, когда, как известно [8], происходит закрепление (пиннинг) уровня Ферми и возникают изгиб зон и электрическое поле.

Задача настоящей работы заключается в установлении количественных закономерностей, связывающих эффект анизотропии отражения поверхности (110) GaAs с величиной напряженности электрического поля у поверхности полупроводника. С этой целью в работе исследовался эффект анизотропии в объектах двух типов: а) кристаллах *n*-GaAs разного уровня легирования, б) поверхностно-барьерных структурах на основе *n*-GaAs при приложении внешнего напряжения смещения.

Методика эксперимента

При закреплении уровня Ферми вблизи поверхности полупроводника образуются изгиб энергетических зон и область пространственного заряда. Напряженность возникающего при этом электрического поля у поверхности связана с величиной изгиба зон eV и концентрацией N соотношением

$$E_s = \left| \frac{2eV}{\epsilon \epsilon_0} N \right|^{1/2}, \quad (1)$$

где ϵ — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла. В арсениде галлия ($\epsilon \simeq 13.1$) при $N \sim 10^{16}$ см⁻³ и $eV \simeq 0.8$ эВ напряженность электрического поля у поверхности достигает значения $\sim 5 \cdot 10^4$ В/см и линейно спадает до нуля на глубине порядка $\sim 10^2$ нм. Поскольку глубина проникновения света в области переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ составляет ~ 10 нм, слой кристалла, где формируется оптическое отражение, оказывается в интервале максимальных значений E_s .

Как следует из формулы (1), напряженность E_s можно изменять контролируемым образом двумя способами: 1) меняя N , т. е. исследуя кристаллы с разным уровнем легирования (при этом следует учитывать слабую зависимость величины изгиба зон от концентрации N), 2) прикладывая к поверхности образца внешнее напряжение смещения. В работе использовались оба способа.

Исследовался набор образцов *n*-GaAs с концентрацией N в пределах $10^{16} \div 10^{18}$ см⁻³. Поверхности (110) получались скалыванием на воздухе.

Для приложения к кристаллу напряжения смещения были изготовлены поверхностно-барьерные структуры с полупрозрачным металлическим покрытием. Структура представляла собой кристалл слабо легированного *n*-GaAs, на одной стороне которого заранее создавался омический контакт, а на противоположной стороне — плоскости (110), полученной также скалыванием на воздухе, создавался барьерный контакт путем напыления слоя золота ($150 \div 200$ Å) сразу же после скола. Анализ вольтёмкостных и вольтамперных характеристик изготовленных структур показал, что окисный слой между металлом и полупроводником электрически прозрачен. Из этих же характеристик были определены концентрация $N \simeq 1.6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ в этом материале и высота приповерхностного энергетического барьера $\simeq 0.9$ эВ структур Au—GaAs. Величина напряжения смещения, подаваемого на поверхностно-барьерную структуру в заперном направлении, изменялась в диапазоне $0 \div 12$ В. Все исследования выполнялись при комнатной температуре.

В экспериментах регистрировались поляризационные спектры отражения (ПСО) [1, 2] исследуемых поверхностей (110), т. е. спектральная зависимость величины

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{R}, \quad (2)$$

где R_{\parallel} и R_{\perp} — коэффициенты отражения света, линейно поляризованного соответственно вдоль осей $[110]$ и $[001]$ кристалла, а $R = (R_{\parallel} + R_{\perp})/2$. Для

получения ПСО осуществлялась модуляция линейной поляризации нормально падающего на поверхность света между указанными направлениями. Отраженное излучение вследствие анизотропии коэффициента отражения приобретало амплитудную модуляцию на частоте смены поляризации и регистрировалось ФЭУ с последующей обработкой сигнала синхронным детектором. Во всей исследуемой спектральной области осуществлялась нормировка выделенного поляризационного сигнала за счет поддержания среднего фототока ФЭУ постоянным.

Экспериментальные результаты

На рис. 1, а—в представлены ПСО поверхностно-барьерной структуры Au—GaAs, полученные при различных величинах напряжения смещения, и ПСО поверхностей (110) кристаллов GaAs для двух уровней легирования (ρ , δ). Спектры структуры в отсутствие смещения (рис. 1, а) и слабо легированного кристалла GaAs (рис. 1, з) демонстрируют эффект анизотропии, не связанный с действием электрического поля [6]. Эти спектры подобны по виду и представляют собой широкую бесструктурную полосу, покрывающую область переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$. Амплитуда регистрируемых сигналов ПСО поверхностно-барьерной структуры примерно вдвое меньше, чем в случае кристаллов GaAs. Это, очевидно, связано с увеличением общей интенсивности отраженного света за счет нанесенного металлического слоя.

При приложении смещения в ПСО структуры наблюдаются изменения (рис. 1, б, в), подобные по характеру обнаруженным в системе полупроводник—электролит [6]. Так, в окрестности перехода E_1 с увеличением смещения появляется и растет пик сигнала, кроме того, возрастает и несколько сужается максимум в области перехода $E_1 + \Delta_1$. Аналогичным образом меняется и вид

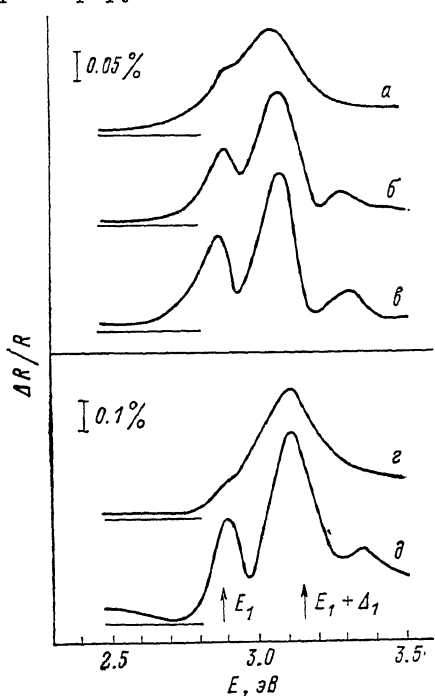


Рис. 1. Поляризационные спектры отражения поверхностно-барьерной структуры Au—GaAs (а—в) и поверхностей (110) кристаллов GaAs (з, д).

Напряжение смещения, В: а — 0, б — 6, в — 12; концентрация носителей заряда, см^{-3} : з — $1.6 \cdot 10^{16}$, д — $2 \cdot 10^{17}$.

поляризационного спектра поверхности (110) кристалла с ρ уровнем концентрации N (рис. 1, д). Наблюдаемые изменения, очевидно, вызваны увеличением в обоих случаях приповерхностного электрического поля E_s . Действительно, при одинаковой величине E_s ПСО поверхностно-барьерной структуры и кристалла GaAs весьма близки по форме. Это можно видеть на рис. 1, в, д, где представлены ПСО структуры при напряжении смещения —12 В и кристалла с концентрацией $N \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует величине E_s в обоих случаях $\approx 2.4 \cdot 10^6 \text{ В/см}$.

Следуя логике работы [6], поляризационный сигнал, вызванный действием приложенного электрического поля, в поверхностно-барьерной структуре можно выделить, вычитая из соответствующих спектров ПСО в отсутствие смещения (рис. 1, а). На рис. 2 приведены разностные ПСО структуры, полученные таким образом. Они вполне аналогичны разностным спектрам поверхностей легированных кристаллов (см. [6]) и подобны сигналам обычного электроотраже-

ния арсенида галлия в этой области. Видно, что амплитуда разностных ПСО на рис. 2 растет с увеличением напряжения смещения, т. е. при усилении при-
поверхностного электрического поля E_s .

Обсуждение

Возникновение анизотропии отражения поверхности (110) кубических кристаллов в электрическом поле естественно объяснять в рамках теории электрооптических явлений в полупроводниках [9, 10].

Для достаточно малых полей тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} может быть представлен в виде разложения по степеням электрического поля E_s следующим образом:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon \delta_{ij} + \chi_{ij\alpha} E_{s\alpha} + \chi_{ijkl} E_{s\alpha} E_{s\beta} \quad (3)$$

Коэффициентами в разложении служат электрооптические тензоры: в линейном по E_s члене — тензор третьего ранга $\chi_{ij\alpha}$, в квадратичном — тензор чет-

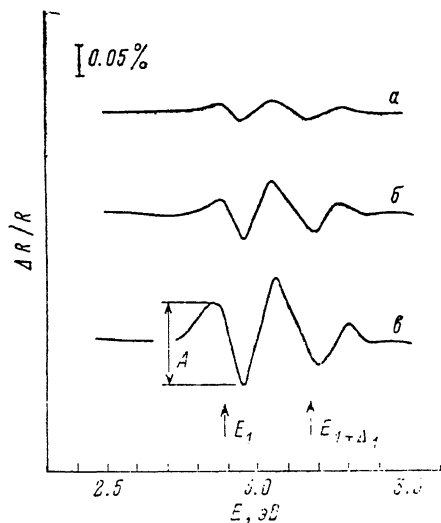


Рис. 2. Разностные поляризационные спектры структуры Au—GaAs. Напряжение смещения, В: а — 3, б — 6, в — 12.

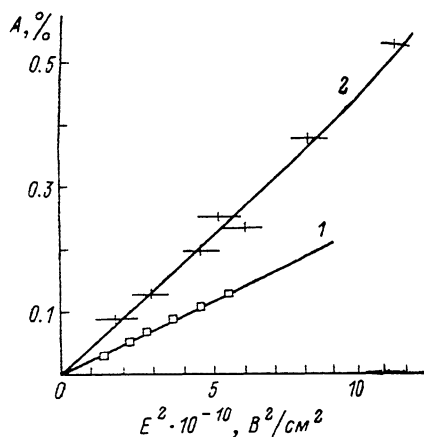


Рис. 3. Зависимость амплитуды A сигнала в области перехода E_1 в разностных ПСО от величины E^2 для структуры Au—GaAs (1) и поверхностей кристаллов GaAs (2).

вертого ранга χ_{ijkl} , описывающие соответственно линейный и квадратичный электрооптические эффекты в полупроводниках (эффекты Поккельса и Керра). Из анализа симметрии линейного по E_s члена следует, что он не дает вклада в поляризационное отражение от плоскости (110) [9]. В кристаллах цинковой обманки тензор четвертого ранга χ_{ijkl} характеризуется тремя не равными нулю компонентами: $\chi_{xxxx} \equiv \chi_{11}$, $\chi_{xxyy} \equiv \chi_{12}$, $\chi_{xyxy} \equiv \chi_{44}$ [11]. Для нормального к поверхности (110) поля $E_s = 1/\sqrt{2} E_s (1, 1, 0)$ тензор ϵ_{ij} (с учетом только квадратичного члена) имеет следующие ненулевые компоненты:

$$\epsilon_{11} = \epsilon + \frac{1}{2} (\chi_{11} + \chi_{12} + \chi_{44}) E_s^2,$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon + \frac{1}{2} (\chi_{11} + \chi_{12} - \chi_{44}) E_s^2, \quad (4)$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon + \chi_{12} E_s^2,$$

причем главными осями тензора являются направления 1 — [110] (направление поля E_s), 2 — $[\bar{1}10]$, 3 — [001] (2 и 3 — направления векторов поляриза-

дии падающего на поверхность луча света). Формулы (4) описывают возникающую в электрическом поле анизотропию оптических свойств поверхности (110). Так, $\epsilon_{22} = n_{\parallel}^2$ и $\epsilon_{33} = n_{\perp}^2$ есть квадраты коэффициентов преломления света для двух поляризаций, при этом $n_{\parallel} \neq n_{\perp}$.

Сигнал поляризационного отражения определяется разностью $(\epsilon_{22} - \epsilon_{33})$ [8]

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \{ C (\epsilon_{22} - \epsilon_{33}) \}, \quad (5)$$

где C — коэффициент, слабо зависящий от электрического поля. С учетом (4) имеем

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \{ C (\chi_{11} - \chi_{12} - \chi_{44}) E_s^2 \}. \quad (6)$$

Таким образом, видно, что амплитуда сигнала поляризационного отражения, вызванного действием только электрического поля, отлична от нуля и должна зависеть от E_s по квадратичному закону.

В наших исследованиях в качестве количественной характеристики эффекта анизотропии была выбрана амплитуда A сигнала в области перехода E_1 в разностных ПСО (показана стрелкой на рис. 2, е).

Для поверхностей (110) кристаллов GaAs амплитуда A определялась по разностным спектрам легированного и слабо легированного ($N \approx 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) образцов; величина E_s рассчитывалась в предположении равенства высот энергетических барьеров на окисленной поверхности (110) GaAs и в поверхностно-барьерной структуре Au—GaAs ≈ 0.9 эВ [8], а слабая зависимость eV от N учитывалась по известной методике.

Согласно формуле (6), следует ожидать квадратичной зависимости величины A от наводящего сигнал анизотропии электрического поля E_s . На рис. 3 приведены полученные зависимости A от E_s^2 . По оси абсцисс отложена величина $E^2 = E_s^2 - E_0^2$, где $E_0 \approx 5.9 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ — приповерхностное поле в слабо легированном образце ($N \approx 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), E_s — поле при данном напряжении смещения (для структур) или при данном N (для кристаллов). В указанных координатах обе экспериментальные зависимости линейны. График для структур (рис. 3, 1) лежит ниже, чем для кристаллов, из-за меньшей величины поляризационных сигналов.

Таким образом, проделанные эксперименты показывают, что поляризационная анизотропия, наводимая электрическим полем E_s в области переходов E_1 и $E_1 + \Delta_1$ как для поверхности (110) кристалла, так и в случае поверхностно-барьерной структуры, представляет собой квадратичный электрооптический эффект. Это находится в согласии со свойствами симметрии системы — поверхность (110) кристалла GaAs и нормальное к ней электрическое поле — и подтверждает правильность предложенной интерпретации наблюдаемых эффектов анизотропии.

В заключение отметим, что рассмотренный эффект поляризационной анизотропии может быть использован для бесконтактного определения концентрации носителей заряда или величины приповерхностного изгиба зон в полупроводнике с приповерхностной областью объемного заряда без привлечения традиционных электрофизических методов измерений.

Авторы весьма признательны В. А. Киселеву и В. И. Сафарову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Берковиц В. Л., Иванцов Л. Ф., Киселев В. А., Макаренко И. В., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. В. 11. С. 453—455.
- [2] Берковиц В. Л., Иванцов Л. Ф., Макаренко И. В., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 433—435.
- [3] Aspnes D. E. // J. Vac. Sci. Techn. 1985. V. B3 (5). P. 1498—1506.
- [4] Aspnes D. E., Studna A. A. // J. Vac. Sci. Techn. 1987. V. A5 (4). P. 546—549.
- [5] Acosta-Ortiz S. E., Lastas-Martiner A. // Sol. St. Commun. 1987. V. 64. N 5. P. 808—811.
- [6] Берковиц В. Л., Макаренко И. В., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 1037—1041.

- [7] Берковиц В. Л., Киселев В. А., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 66—71.
- [8] Spicer W. E., Kendelewicz T., Newman N., Chin K. K., Lindau I. // Surf. Sci. 1986. V. 168. P. 240—259.
- [9] Aspnes D. E., Studna A. A. // Phys. Rev. 1973. V. 7. N 10. P. 4605—4625.
- [10] Аронов А. Г., Иоселевич А. С. // Экситоны / Под ред. Э. М. Рашбы, М. Д. Стерджа. М., 1985. С. 193—223.
- [11] Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., 1967. 385 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 10.10.1989
Принята к печати 16.10.1989