

## ЭФФЕКТЫ АНИЗОТРОПИИ СЖАТИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaAs, ЛЕГИРОВАННЫХ СЕРОЙ, ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ ДАВЛЕНИИ

Алексеева Э. М., Диамант В. М., Красильникова Л. М., Криворотов Н. П.,  
Пороховниченко Л. П.

Исследовано влияние гидростатического давления на сопротивление эпитаксиальных слоев GaAs, легированных серой. Изучались слои с концентрацией электронов  $10^{15} \div 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Анализировалось изменение барочувствительности сопротивления в зависимости от давления и концентрации электронов в эпитаксиальном слое.

Показано, что при всестороннем сжатии присутствие ростовых дефектов в эпитаксиальных слоях приводит к возникновению касательных напряжений (эффект анизотропии сжатия) и, как следствие, к изменению барических зависимостей сопротивления по сравнению с бездефектными слоями.

Сравнивались экспериментальные результаты с расчетными данными, полученными для трехзонной модели арсенида галлия. Хорошее согласие расчета и эксперимента наблюдается для случая бездефектных эпитаксиальных слоев. Проведена количественная оценка касательных напряжений в эпитаксиальных слоях с ростовыми дефектами.

1. *Введение.* Всестороннее сжатие, как правило (вплоть до давлений фазового перехода), слабо влияет на параметры кристаллических твердых тел. Например, постоянная решетки арсенида галлия при сжатии 1 ГПа изменяется всего на 0.5 %. Однако, если кристалл содержит структурные неоднородности масштаба, заметно большего атомного (поры, включения и др.), с сжимаемостью, отличной от сжимаемости матрицы, всестороннее сжатие приводит к возникновению на них касательных напряжений  $\tau \sim P$ , которые способны изменить состояние как включений, так и матрицы вокруг нее [1]. В полупроводнике это обстоятельство может привести к существенным изменениям его электрофизических характеристик. Однако систематических исследований, связанных с эффектами анизотропии сжатия, которые проявляются при действии гидростатического давления, в известной нам литературе не имеется.

В настоящей работе представлены результаты комплексных исследований влияния высокого гидростатического давления на сопротивление эпитаксиальных слоев GaAs. Выбор слоев в качестве объекта исследований обусловлен формированием в них при газофазовой эпитаксии характерных структурных дефектов независимо от типа легирующей примеси [2, 3].

2. *Методика и результаты эксперимента.* Эпитаксиальные слои GaAs, легированные серой, выращивались в хлоридной газотранспортной системе на полуизолирующих подложках ориентации  $2^\circ(100)$ . Концентрация электронов в слоях  $10^{15} \div 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $6500 \div 1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  соответственно. Ступенчатое гидростатическое сжатие  $P$  осуществлялось в камере высокого давления. Измерения сопротивления  $R$  слоя проводились после выдержки на каждой ступени в течение  $t \geq 15$  мин. Анализировалось изменение коэффициента барочувствительности сопротивления (КБС)  $\beta = (1/R_0)(dR/dP)$  в зависимости от давления и концентрации электронов ( $R_0$  — исходное сопротивление образцов при  $P=0$ ). До и после действия давления изучалась в электронном микроскопе морфология поверхности слоев (метод реплик), контролировались

электрофизические параметры. Полученные данные представлены на рис. 1, 2. Изученные слои по характеру их поведения под давлением разделяются на две неравные группы.

Для первой группы характерна практически безгистерезисная зависимость  $\beta(P)$ . С ростом давления и концентрации электронов в слое величина  $\beta$  возрастает (рис. 1, а). Электрофизические параметры до и после действия давления в пределах погрешности измерения совпадают. Электроно-микроскопическое исследование обнаруживает на поверхности слоев либо микродефекты в виде мелких ямок роста (МЯР) субмикронных размеров в количестве  $10^7 \div 10^9 \text{ см}^{-2}$ , либо отсутствие дефектов (рис. 2, а, б).

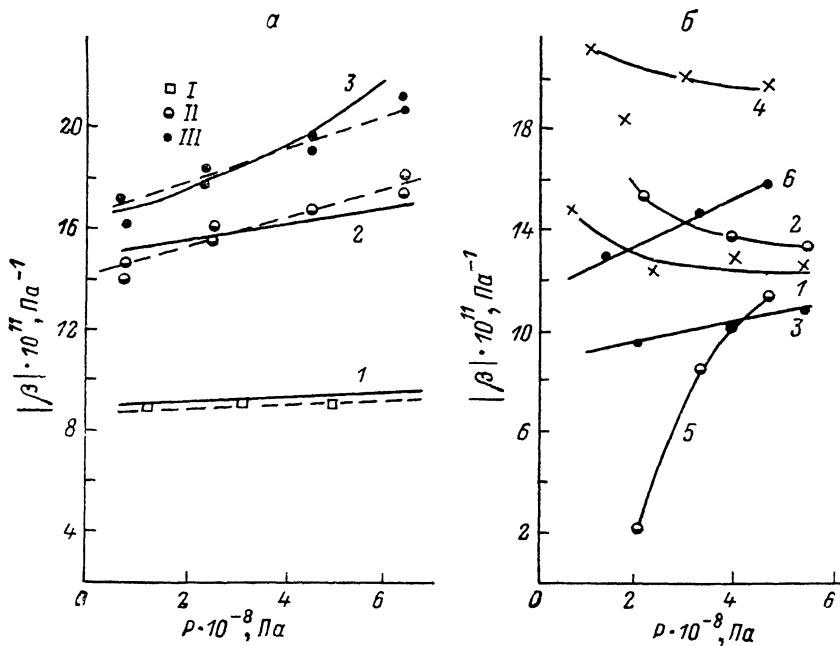


Рис. 1. Зависимость коэффициента барочувствительности от давления для различных концентраций электронов в слое.

а — первая группа пленок. Штриховые линии — эксперимент;  $n, \text{ см}^{-3}$ : I —  $3.5 \cdot 10^{15}$ , II —  $1.66 \cdot 10^{15}$ , III —  $4.6 \cdot 10^{15}$ ; сплошные линии — расчет;  $n, \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $5 \cdot 10^{15}$ , 2 —  $1 \cdot 10^{16}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{16}$ . б — вторая группа пленок;  $n, \text{ см}^{-3}$ : 1-3 —  $1.39 \cdot 10^{15}$ , 4-6 —  $1.44 \cdot 10^{16}$ ; 1, 4 — подъем, 2, 5 — сброс, 3, 6 — после тренировки давлением.

Вторая группа пленок характеризуется неоднозначной зависимостью КБС от давления при его подъеме ( $\beta_1$ ) и сбросе ( $\beta_2$ ) (рис. 1, б). При этом величина  $\beta$  значительно превышает КБС аналогичных пленок первой группы (рис. 1, б, кривые 1, 4). Наблюдается также изменение величины сопротивления после выдержки под давлением ( $P=0.6 \div 0.8 \text{ ГПа}$ ,  $t \geq 3 \text{ ч}$ ) и последующего сброса давления, т. е.  $R_{0T_p} \neq R_0$ . Здесь  $R_{0T_p}$  — сопротивление образца при  $P=0$  после воздействия одного цикла давления. Как следует из рис. 1, б (кривые 3, 6), после тренировки давлением КБС  $[\beta_3 = (1/R_{0T_p}) (dR/dP)]$  меняется с давлением по аналогии с пленками первой группы по линейному закону. В слоях второй группы с низкой концентрацией электронов ( $n \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) имеют место увеличение  $n$  (от 5 до 30 % для различных образцов) и снижение подвижности  $\mu$  после действия давления, в образцах с  $n > 10^{17} \text{ см}^{-3}$  — незначительное ( $< 5\%$ ) уменьшение концентрации носителей заряда и увеличение подвижности. На ростовой поверхности пленок второй группы до и после давления наблюдаются либо более крупные МЯР с хорошо выраженными частицами второй фазы в центре (размер ямок  $100 \div 300 \text{ нм}$ , размер частиц  $20 \div 30 \text{ нм}$ , плотность распределения  $10^8 \div 10^9 \text{ см}^{-2}$ ) (рис. 2, в), либо дефекты другого типа, например канавки неуставленной природы, ориентированные в направлении  $[110]$  и достаточно регулярно расположенные на поверхности слоя (рис. 2, г).

С целью выяснения причин различного поведения пленок под давлением был проведен расчет зависимости КБС от давления и концентрации носителей заряда.

3. *Расчет.* Удельное сопротивление слоев рассчитывалось на основе выражения  $\rho = [q(\mu_{n\Gamma}n_{\Gamma} + \mu_{nL}n_L + \mu_{nX}n_X)]^{-1}$ .

При расчете полагали, что имеется только один тип примеси (сера), который создает донорные состояния, генетически связанные с  $\Gamma$ -,  $L$ - и  $X$ -минимумами зоны проводимости. Использовалась энергетическая модель зоны проводимости GaAs, предложенная в работах [4-8]. Подвижности электронов  $\mu_{nL}$  и  $\mu_{nX}$  приняты постоянными. При расчете использовали экспериментально измеренные зависимости подвижности  $\mu_{n\Gamma}$  от концентрации электронов и полагали в соответствии с [5], что при  $P=0$   $\mu_{n\Gamma}/\mu_{nL}=8$ ,  $\mu_{n\Gamma}/\mu_{nX}=24$ . Барическая зави-

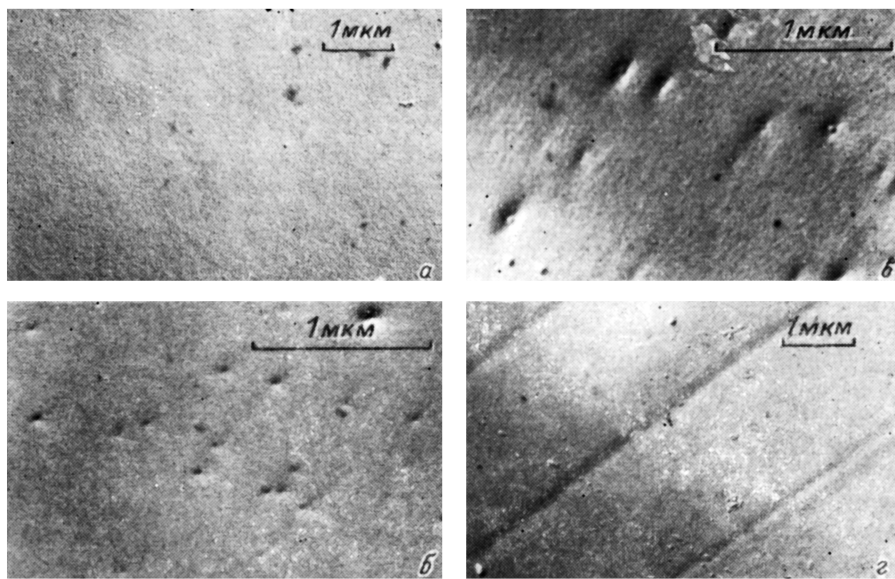


Рис. 2. Морфология поверхности эпитаксиальных слоев.

а — гладкая, без дефектов, б — с дефектами типа МЯР, в — с МЯР и частицами в центре, г — с канавками.

симость  $\mu_{n\Gamma}$  задавалась механизмами рассеяния. Для области концентраций  $n < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , где доминирует рассеяние на оптических фононах, полагали [8]

$$\frac{d \ln \mu_{n\Gamma}}{dP} \approx -\frac{3}{2} \frac{d \ln m_{n\Gamma}}{dP}.$$

В области  $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при рассеянии на ионизированных атомах примеси считали

$$\frac{d \ln \mu_{n\Gamma}}{dP} \approx -2 \frac{d \ln m_{n\Gamma}}{dP} + 2 \frac{d \ln \epsilon}{dP},$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $d \ln \epsilon / dP = -1.4 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$  [9].

Величины  $n_{\Gamma}$ ,  $n_L$  и  $n_X$  в зависимости от давления и концентрации доноров вычислялись в процессе решения уравнения электронейтральности, задаваемого в общем виде для данной модели. Значения  $E_{d\Gamma}$  и  $E_{dX}$  принимались равными 0.006 и 0.150 эВ соответственно [6, 7]. Энергетическое положение уровня серы относительно  $L$ -минимума в литературе нам найти не удалось. В нашей работе лучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных получено, когда величина  $E_{dL}$  принималась равной 0.05 эВ. При этом достаточно хорошее совпадение наблюдается только для слоев первой группы (рис. 1, а).

4. *Влияние сдвиговых напряжений.* Аномальное поведение слоев второй группы при гидростатическом сжатии обусловлено, по нашему мнению, дей-

ствием сдвиговых механических напряжений, которые возникают на структурных неоднородностях. Это предположение подтверждается тем, что гистерезисная зависимость  $\beta(P)$  характерна для слоев, содержащих дефекты в виде канавок и МЯР с частицами второй фазы в центре. В то же время слои без особенностей на поверхности и слои, содержащие на поверхности только МЯР, обычно имеют безгистерезисную зависимость  $\beta(P)$ .

Оценим величину сдвиговых напряжений  $\tau$  на поверхности включения, полагая, что за гистерезис ответственны частицы второй фазы. Согласно [10, 11], в упруго-анизотропном приближении

$$\tau \approx - \frac{3B_v G_{II}}{3B_v + 4G_{II}} \left[ \frac{B_{II} - B_v}{B_{II} B_v} P + (\alpha_v - \alpha_{II}) \Delta T + (V - V') \right],$$

где  $B_v$ ,  $B_{II}$  и  $\alpha_v$ ,  $\alpha_{II}$  — объемные коэффициенты сжатия и теплового расширения включения и полупроводника,  $G_{II}$  — модуль сдвига полупроводника,  $(V - V')$  — изменение удельного объема включения при фазовом переходе.

Учитывая, что вторая фаза в центре МЯР представляет собой галлий, стабилизированный фоновыми примесями [12], и используя известные количественные данные  $G_{II} = 6 \cdot 10^{10}$  Па,  $B_{II} = 7.5 \cdot 10^{10}$  Па,  $\alpha_{II} = 2.1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  [13, 14],  $B_v = 5 \cdot 10^{10}$  Па,  $\alpha_v = 5.4 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ,  $(V - V') = 0.03$  [15], для давления  $P = 8 \cdot 10^8$  Па получим  $\tau = -8.6 \cdot 10^8$  Па. Полученное значение  $\tau$  меньше теоретического предела упругости GaAs ( $2 \cdot 10^9$  Па), но существенно превышает предел упругости, найденный экспериментально ( $\sim 2 \cdot 10^8$  Па [16]). Следовательно, возникновение микропластической деформации у поверхности включения при всестороннем внешнем сжатии вполне возможно [17]. Необратимая микропластическая деформация (благодаря высокой плотности МЯР с частицами в центре) приводит к изменению электрофизических свойств эпитаксиальных слоев. Последнее обусловлено либо генерацией дислокаций с системой сопутствующих им глубоких уровней [18], либо перестройкой глубоких комплексных центров в зоне высокого давления [19]. Окончательное выяснение причин необратимого изменения свойств требует дальнейших исследований слоев арсенида галлия под воздействием давления и температуры.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Стрельцов В. А., Зайцев В. И., Рюмшина Т. А. — В кн.: Физика и техн. высоких давлений. Киев, 1981, № 3, с. 8—19.
- [2] Lavrentieva L. G., Ivonin I. V., Krasilnikova L. M., Vilisova M. D. — Krist. Techn., 1980, v. 15, N 6, p. 683—689.
- [3] Вилисова М. Д., Йвлева О. М., Красильникова Л. М., Пороховиченко Л. П., Якубеня М. П. — Изв. вузов СССР, Физика, 1985, № 7, с. 24—27.
- [4] Aspnes D. E., Cardona M. — Phys. Rev. B, 1978, v. 17, N 2, p. 741—751.
- [5] Aspnes D. E. — Phys. Rev. B, 1976, v. 14, N 12, p. 5331—5343.
- [6] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977. 526 с.
- [7] Adler P. N. — J. Appl. Phys., 1969, v. 40, N 9, p. 3554—3555.
- [8] Connell G. A. N. — High Temp. High Press., 1969, v. 1, N 1, p. 77—81.
- [9] Camphausen D. L. et al. — Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, N 4, p. 184—188.
- [10] Кононенко В. Г. — Металлофизика, 1985, т. 7, в. 2, с. 71—88.
- [11] Jung J., Gleichmann R. — J. Mater. Sci., 1984, v. 19, N 10, p. 3399—3406.
- [12] Красильникова Л. М., Квилюпов Н. Н., Ахметшин М. Р. — Изв. вузов СССР, Физика, 1985, № 2, с. 70—74.
- [13] Сирота Н. Н., Антюхов А. М., Сидоров А. А. — ДАН СССР, 1984, т. 277, в. 6, с. 1379—1384.
- [14] Бейлин В. М., Веклюв Ю. X., Красильников О. М. — ФТТ, 1968, т. 10, в. 10, с. 3101—3105.
- [15] Яценко С. П. Галлий. Взаимодействие с металлами. М., 1974. 220 с.
- [16] Фаттахов Э. А., Лисовская Т. Д., Рощина А. В. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1980, т. 16, в. 9, с. 1669—1671.
- [17] Мильвидский М. Г., Освенский В. Б. Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводников. М., 1985. 156 с.
- [18] Wosinski T., Morawski A., Figielski T. — Appl. Phys., 1983, v. A30, N 4, p. 233—235.
- [19] Нефедова В. В., Пель Э. Г., Соловьева Е. В. — В кн.: Физика и техн. высоких давлений. Киев, 1986, № 21, с. 23—24.

Сибирский физико-технический институт им. В. Д. Кузнецова при ТГУ  
Томск

Получена 6.07.1987  
Принята к печати 14.01.1988