

# КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ GaAs, ЛЕГИРОВАННЫХ ИЗОВАЛЕНТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ Bi И In: ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ И ЗАТУХАНИЕ ПЛАЗМОФОНОНА

Денисов В. Н., Маврин Б. Н., Новиков С. В.,  
Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В.

Ранее было показано [1-3], что изовалентное легирование кристаллов GaAs способствует уменьшению концентрации дефектов решетки, плотности дислокаций и концентрации глубоких центров, а также позволяет управлять электрическими свойствами полупроводников, выращенных различными методами. В настоящей работе исследуются свойства пленок GaAs, содержащих малые концентрации ( $< 1\%$ ) примесных атомов Bi и In, по спектрам комбинационного рассеяния света (КР). Кроме того, в связи с тем, что исследуемые пленки содержали носители, изучается зависимость затухания плазмофононов в спектрах от концентрации носителей.

Слой арсенида галлия выращивались методом жидкофазной эпитаксии на полупроводящих подложках GaAs с ориентацией (100) по технологии, аналогичной [4, 5]. Температура начала эпитаксии  $800^\circ\text{C}$ , скорость охлаждения  $\sim 0.5$  град/мин. В качестве растворителя для формирования раствора-расплава использовался либо чистый галлий (GaAs), либо чистый висмут (GaAs : Bi). При получении образцов, легированных индием (GaAs : In), количество индия в слоях определялось по энергетическому сдвигу спектра фотолуминесценции при  $4.2\text{ K}$  относительно спектра нелегированного GaAs.

Все исследованные слои обладали проводимостью  $n$ -типа. Электрофизические параметры слоев изучались ранее в [4, 5]. Значения концентрации и подвижности свободных электронов приведены в таблице.

Параметры нелегированных пленок GaAs (1, 5) пленок GaAs, легированных изовалентными примесями In (2) и Bi (3), при комнатной и азотной (числа в скобках) температурах

№ образца	$\mu$ , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$n$ , $\text{см}^{-3}$	$\omega_{\text{ПФ}}$ , $\text{см}^{-1}$	$\Gamma$ ****, $\text{см}^{-1}$	$\gamma$ , $\text{см}^{-1}$
1	3100 (3700)	$1.8 (1.6) \cdot 10^{17}$	293.5	81.4	$7.4 \pm 0.3$
2*	4300 (9600)	$1.8 (1.4) \cdot 10^{16}$	291.8	58.7	$4.5 \pm 0.2$
3**	5600 (41000)	$2.3 (3.1) \cdot 10^{14}$	291.0	45.0	$2.8 \pm 0.3$
4***	Полуизолятор		291.1	—	$2.8 \pm 0.3$
5	5800 (21000)	$1.4 (1.1) \cdot 10^{16}$	292.1	43.5	$4.2 \pm 0.2$

Примечание. \* Содержание In —  $5.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . \*\* Содержание Bi —  $\leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . \*\*\* Арсенид галлия, выращенный методом Чохральского (подложка). \*\*\*\*  $\Gamma$  вычислилось при  $m^* = 0.074 m_0$  [10].

Спектры КР возбуждались линией  $\lambda_i = 6471 \text{ \AA}$  Кг-лазера ( $I_0 = 60 \text{ мВт}$ ) и регистрировались на многоканальном спектрометре [6] с разрешением  $3.3 \text{ см}^{-1}$ . Выбор  $\lambda_i$  обусловлен необходимостью получения спектров в условиях, когда глубина проникновения  $\delta_0$  возбуждающего света существенно больше skin-слоя деформаций на поверхности, который может достигать  $300\text{--}500 \text{ \AA}$  [7]. В соответствии с [8]  $\delta_0 \approx 2800 \text{ \AA}$  при  $\lambda_i = 6471 \text{ \AA}$ . Кроме того, известно [9], что при данном  $\lambda_i$  влияние примесей на спектры КР GaAs является доминирующим по сравнению с другими воздействиями, такими как приповерхностное электрическое поле и фрелиховское электрон-фононное взаимодействие.

В спектре КР GaAs от поверхности (100) разрешена лишь одна полоса продольного колебания (LO-мода), которая активна в параллельной поляризации ( $E_i \parallel E_s$ ) при  $E_i \parallel [011]$  и в перпендикулярной поляризации ( $E_i \perp E_s$ ) при  $E_i \parallel [100]$  [7]. Спектры, приводимые далее, были получены при  $E_i \parallel [100]$ .

Однако в спектрах КР (рис. 1) систематически наблюдались две полосы: слабая  $TO$ -мода ( $267 \text{ см}^{-1}$ ) и более интенсивная  $LO$ -мода (вблизи  $290 \text{ см}^{-1}$ ). Появление запрещенной  $TO$ -моды обычно связывается с дополнительными механизмами рассеяния, из которых, как отмечалось выше, доминирующим является рассеяние, индуцированное примесями и структурой неупорядоченностью. Отметим, что интенсивность  $TO$ -моды коррелирует с шириной и сдвигом  $LO$ -полосы: чем уже  $LO$ -полоса, тем меньше интенсивность запрещенной  $TO$ -моды.

Ширина и сдвиг  $LO$ -полосы в GaAs чрезвычайно чувствительны к напряжениям и неоднородностям в поверхностном слое кристалла, определяемым глубиной  $\delta_0$ . Для беспримесных кристаллов GaAs можно найти различные значения этих параметров (например, для ширины от  $2.4$  до  $3 \text{ см}^{-1}$  [7, 11]). Поэтому при исследовании влияния изовалентных примесей на свойства GaAs мы сопоставили спектры пленок, выращенных в близких условиях.

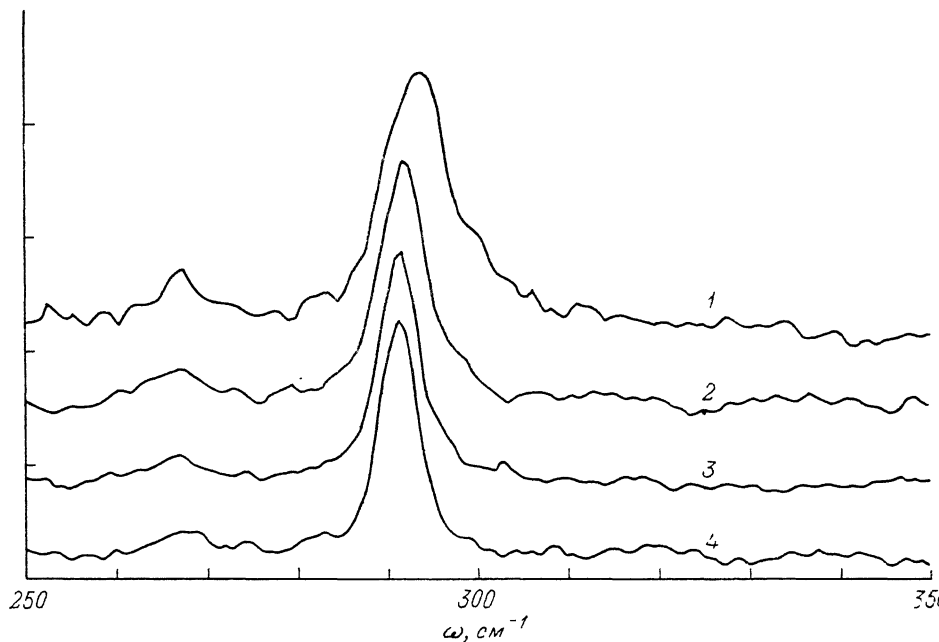


Рис. 1. Спектры КР эпитаксиальных пленок GaAs (1), GaAs : In (2), GaAs : Bi (3) и подложки GaAs (4).

На рис. 1 сопоставлены спектры КР подложки GaAs (спектр 4) и эпитаксиальных пленок GaAs (1), GaAs : In (2), GaAs : Bi (3). Видно, что в ряду спектров 1—3 происходит постепенное низкочастотное смещение максимума  $LO$ -полосы, сопровождающееся сужением этой полосы.

Измеренные параметры полос (положение  $\omega_0$  и ширина полосы  $\gamma$  после вычитания аппаратной функции) в спектрах пленок и полужолирующей подложки GaAs, а также данные по подвижности носителей, определяющей затухание электронов Г, и холловские данные по концентрации носителей приведены в таблице. Из анализа полученных данных можно заключить, что положение и ширина  $LO$ -полосы пленки GaAs : Bi близки к соответствующим параметрам подложки. Поскольку подложка обладает полужолирующими свойствами и содержит низкую концентрацию ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) мелких доноров и акцепторов, это свидетельствует о высоком качестве пленок GaAs : Bi.

Что касается других пленок, их спектроскопические параметры заметно отличаются от параметров подложки. Эти изменения могут быть обусловлены различными причинами: примесями, носителями, а также дефектами в пленке.

При введении 0.25 мол % In в GaAs следует ожидать низкочастотный сдвиг  $LO$ -полосы за счет замещения Ga на более тяжелый атом In и, согласно [12], для данной концентрации он не превышает  $0.15 \text{ см}^{-1}$ .

Обсудим влияние носителей на положение и ширину  $LO$ -полосы. Известно, что из-за взаимодействия носителей с  $LO$ -фононами образуются связанные состояния — плазмофононы [верхняя ( $\omega_+$ ) и нижняя ( $\omega_-$ ) ветви], частоты и затухание которых определяются концентрацией носителей  $n$  и затуханиями  $\Gamma$  и  $\gamma$ . В общем случае анализ спектра плазмофононов требует громоздких вычислений [10]. Однако при  $\Gamma \ll \omega_+$  и  $\gamma \gg \omega_{T0}$  можно показать [после упрощения выражения для интенсивности КР:  $I \approx \text{Im}(-1/\epsilon)$ ], что полоса плазмофонона верхней ветви имеет лоренцов контур шириной

$$\Gamma_{\Pi\Phi}(\omega) = \frac{\omega^2 (\omega_{L0}^2 - \omega_{T0}^2)}{(\omega^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - \omega_{T0}^2)} \left[ \gamma + \frac{\Gamma \omega_p^2(q) (\omega^2 - \omega_{T0}^2)^2}{\omega^4 (\omega_{L0}^2 - \omega_{T0}^2)} \right], \quad (1)$$

где

$$\omega_p^2(q) = 4\pi n e^2 / m^* \epsilon_\infty + 3v_F q / 5, \quad (2)$$

$\omega_p$  — частота плазмона,  $v_F$  — скорость Ферми и  $q$ -волновой вектор плазмофонона. Из анализа (1) можно найти, что, как и следовало ожидать,  $\Gamma_{\Pi\Phi} \rightarrow \gamma$  при

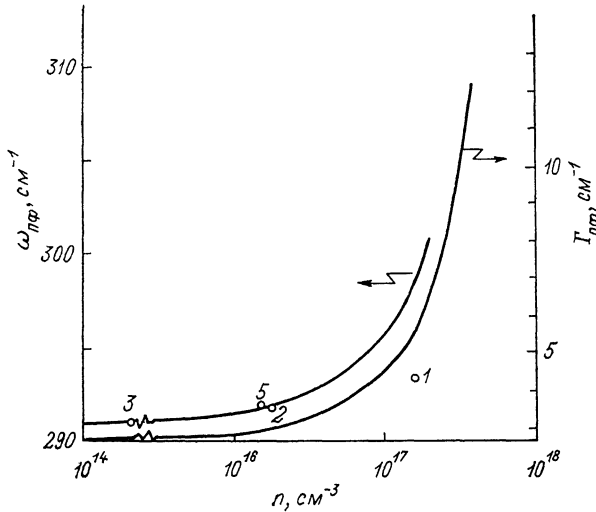


Рис. 2. Зависимость частоты  $\omega_{\Pi\Phi}$  и затухания  $\Gamma_{\Pi\Phi}$  плазмофононов верхней ветви в GaAs от концентрации носителей.

Точки — измеренные значения  $\omega_{\Pi\Phi}$ . Расчетная зависимость  $\Gamma_{\Pi\Phi}$  представлена для затухания фононов  $\gamma = 2.8 \text{ см}^{-1}$  и для затухания электронов  $\Gamma = 43.5 \text{ см}^{-1}$ .

$n \rightarrow 0$  и  $\Gamma_{\Pi\Phi} \rightarrow \Gamma$  при  $\omega_p \gg \omega_{L0}$ . Частоты верхней ( $\omega_+$ ) и нижней ( $\omega_-$ ) ветвей плазмофононов определяются корнями уравнений [10]:

$$\frac{\omega_{L0}^2 - \omega^2}{\omega_{L0}^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2(q)}{\omega^2} = 0. \quad (3)$$

Это уравнение не учитывает влияния затуханий  $\gamma$  и  $\Gamma$ . Мы нашли, что это влияние быстро падает с уменьшением  $n$  и при  $n < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  проявилось в небольшом уменьшении частоты  $\omega_+$  ( $< 1 \text{ см}^{-1}$ ).

На рис. 2 представлена расчетная зависимость частоты верхней ветви плазмофононов от  $n$  и нанесены экспериментальные точки (предполагая, что  $\omega_+ = \omega_{\Pi\Phi}$ ). Существенное несовпадение расчетных и наблюдаемой частот  $\omega_{\Pi\Phi}$  получено лишь для пленки I (GaAs), что может быть связано с завышенным значением определенной из холловских данных концентрации носителей. Таким образом, наблюдаемые высокочастотные сдвиги  $LO$ -частот (рис. 1) в пленках вполне могут быть объяснены с плазмофононным сдвигом.

Затухание плазмофононов  $\Gamma_{\Pi\Phi}$  заметно зависит не только от  $n$ , но и от электронного затухания  $\Gamma$  [см. (1)], которое оказалось различным для каждой из

пленок (см. таблицу). Поэтому измеренные значения затуханий (ширин) не могут описываться одной зависимостью  $\Gamma_{\text{ИФ}}(n)$ . На рис. 2 представлена расчетная зависимость  $\Gamma_{\text{ИФ}}(n)$  для  $\Gamma=43.5 \text{ см}^{-1}$  и  $\gamma_0=2.8 \text{ см}^{-1}$ . Для других пленок, где  $\Gamma$  выше, затухание плазмофона будет расти при увеличении  $n$  сильнее. Оказалось, что в пленках 2 и 5 измеренные ширины  $\gamma$  (см. таблицу) имеют немного завышенные значения по сравнению с расчетными  $\Gamma_{\text{ИФ}}$ , что может быть связано как с пространственной неоднородностью распределения носителей в пленке, так и с увеличенным значением  $\Gamma$  и с дефектами решетки вблизи поверхности (в пределах  $\delta_0$ ).

Таким образом, содержание носителей  $n > 10^{15} \text{ см}^{-3}$  препятствует однозначному выявлению влияния присутствия дислокаций и напряжений в пленке на спектры КР. В этом случае более важным параметром, чем характеристики разрешенного КР на  $LO$ -фонах, выступает интенсивность запрещенной  $TO$ -моды, которая уменьшается в ряду GaAs—GaAs : In—GaAs : Bi (рис. 1) и может свидетельствовать об уменьшении концентрации примесей и дефектов решетки в этом же ряду. Этот вывод согласуется с результатами приведенных ранее на тех же образцах фотолюминесцентных и гальваномагнитных исследований [4, 5].

Итак, можно заключить, что изовалентное легирование как индием, так и висмутом позволяет улучшить свойства пленок GaAs, выращиваемых методом жидкофазной эпитаксии. Наиболее совершенные эпитаксиальные слои удается получить при выращивании из растворов-расплавов в висмуте.

#### Список литературы

- [1] Баженов В. К., Фистуль В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1345—1362.
- [2] Бирюлин Ю. Ф., Ганина Н. В., Мильвидский М. Г., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В. // ФПТ. 1983. Т. 17. В. 1. С. 108—114.
- [3] Milvidsky M. G., Osvensky V. B., Shifrin S. S. // J. Cryst. Growth. 1981. V. 52. P. 396.
- [4] Бирюлин Ю. Ф., Воробьева В. В., Голубев В. Г., Голубев Л. В., Иванов-Омский В. И., Новиков С. В., Осутин А. В., Савельев И. Г., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В., Ярошевич О. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2201—2209.
- [5] Воробьева В. В., Зушинская О. В., Новиков С. В., Савельев И. Г., Чалдышев В. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 8. С. 164—167.
- [6] Гончаров А. Ф., Денисов В. Н., Маврин Б. Н., Подобедов В. Б. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 11. С. 321—327.
- [7] Shen H., Pollak R. H. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 6. P. 691—694.
- [8] Apsnes D. S., Studna A. A. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 2. P. 985—1009.
- [9] Menendez J., Cardona M. // Phys. Rev. B. V. 31. N 6. P. 3696—3704.
- [10] Рассеяние света в твердых телах. Вып. 2. М., 1984. 71 с.
- [11] Jusserand B., Sapriel J. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 12. P. 7194—7205.
- [12] Haines M. J. L. S., Cavenett B. C., Davey S. T. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 9. P. 849—851.

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

Получено 17.04.1991  
Принято к печати 18.04.1991