

## КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ФОНОН-ПЛАЗМОННЫХ МОДАХ В ЛЕГИРОВАННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Л.П. Авакянц, В.С. Горелик, А.Д. Ефимов,  
Э.М. Темпер, С.М. Щербина

*Исследованы спектры комбинационного рассеяния света на фонон-плазмонных возбуждениях в пленках арсенида галлия, подвергнутых ионной имплантации. Из анализа спектров оценены концентрации носителей и размеры микрокристаллов в пленках.*

Закономерности изменений в спектрах комбинационного рассеяния (КР) объемных полупроводниковых кристаллов при изменении степени разупорядочения их кристаллической решетки в процессе ионной имплантации исследованы в /1-3/. Целью настоящей работы являлось изучение особенностей спектров КР при формировании изолирующих слоев арсенида галлия и изменении типа проводимости имплантацией ионов  $V^+$  в низкоомный арсенид галлия  $p$ -типа.

Исследованные образцы представляли собой полученные методом газовой фазной эпитаксии пленки арсенида галлия на высокоомных подложках из арсенида галлия с ориентацией (100). Толщина пленок составляла 0,5 мкм. До имплантации пленки характеризовались  $p$ -типом проводимости с концентрацией носителей  $N = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , возникающей за счет легирования кремнием в процессе роста пленки. Имплантация проводилась ионами  $V^+$  с энергией 100 кэВ и дозами  $3,1 \cdot 10^{11} — 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  при плотности ионного тока 0,01 мкА/см<sup>2</sup>.

Спектры КР излучения аргонового лазера в геометрии обратного рассеяния регистрировались на автоматизированном спектрометре /4/. Толщина рассеивающего слоя для  $\lambda = 488,0 \text{ нм}$ , как следует из данных по коэффициенту поглощения /3, 5/, составляла от 400 Å для монокристалла до 100 Å для полностью аморфизованного образца.

На рис. 1 верхний спектр КР соответствует высокоомной подложке ( $N < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) из арсенида галлия. В соответствии с правилами отбора для ориентации (100), в спектре обнаруживается резкий максимум КР, соответствующий LO фонону. Кроме того, проявляется слабый максимум КР на частоте  $268 \text{ см}^{-1}$ , соответствующий TO моде. Его присутствие обусловлено отклонением от геометрии обратного рассеяния света вследствие конечности входной апертуры спектрометра. Кривая 1б соответствует спектру КР исходной эпитаксиальной пленки, с концентрацией носителей  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В этом спектре присутствуют ослабленный LO максимум и широкая полоса (пунктирная стрелка) в области частоты LO колебания. При дозе имплантации  $3,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (кривая 1в) проявляется слабый пик в области частот TO моды и широкая полоса, переместившаяся

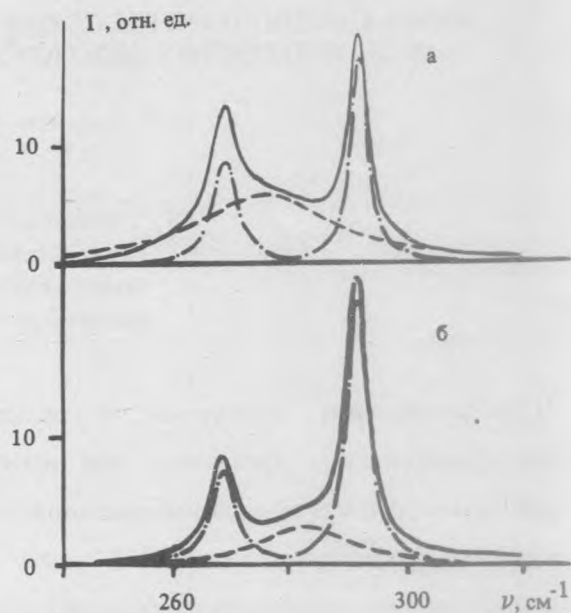
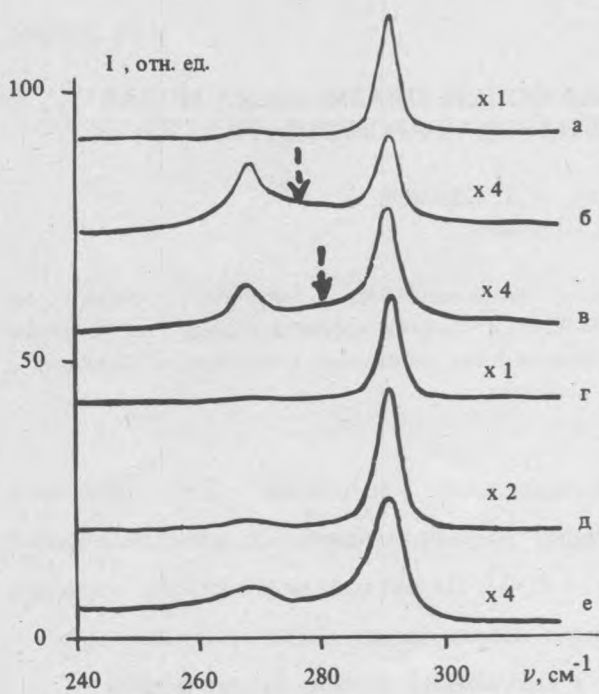


Рис. 1. Спектры КР GaAs: эталонной высокоомной подложки  $N < 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (а); исходной пленки с концентрацией носителей  $N = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (б); имплантированной ионами бора дозой:  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (в);  $6,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (г);  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (д);  $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (е).

Рис. 2. Аппроксимация лоренцианами спектров КР GaAs: исходной пленки (а) и имплантированной ионами  $B^+$  дозой  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (б).

Таблица 1

Параметры лоренцианов, соответствующих  $TO$ ,  $LO$ ,  $L^-$  и  $L^+$  модам

| Доза имплантации, $\text{см}^{-2}$ | Тип моды | Частота, $\text{см}^{-1}$ | Ширина, $\text{см}^{-1}$ | Интенсивность отн ед. |
|------------------------------------|----------|---------------------------|--------------------------|-----------------------|
| 0 (исходный образец)               | $TO$     | 268                       | 5                        | 40                    |
|                                    | $LO$     | 291                       | 4                        | 80                    |
|                                    | $L^-$    | 275                       | 29                       | 30                    |
|                                    | $L^+$    | 513                       | 146                      | 20                    |
| $3 \cdot 10^{11}$                  | $TO$     | 268                       | 5                        | 35                    |
|                                    | $LO$     | 291                       | 4                        | 100                   |
|                                    | $L^-$    | 281                       | 18                       | 15                    |
|                                    | $L^+$    | 421                       | 128                      | 10                    |

в область LO компоненты (пунктирная стрелка).

Для более детального анализа обсуждаемых спектров КР было произведено разложение наблюдаемого контура на три лоренциана (рис. 2), соответствующих TO и LO фононам и дополнительной моде  $L^-$ . Параметры этих кривых получены путем минимизации суммы квадратов отклонений экспериментальных значений от теоретического контура и приведены в табл. 1.

При увеличении дозы имплантации до  $6,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  спектр КР (кривая 1г) восстанавливается,

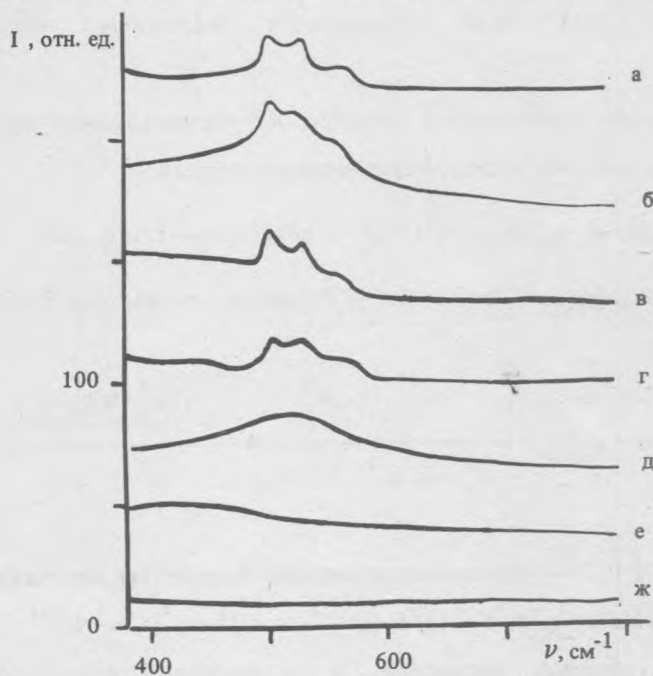


Рис. 3. Спектры КР GaAs: эталонной подложки (а); исходной пленки  $N = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (б); имплантированной ионами бора дозой:  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (в);  $6,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (г). Спектры д, е, ж получены в результате вычитания спектра эталонной подложки а из нормированных спектров б, в, г соответственно.

т.е. широкая полоса между TO и LO модами исчезает, а форма спектра КР приближается к кривой 1а (спектр подложки). При дальнейшем увеличении дозы имплантации в спектре КР происходит уменьшение интенсивности LO компоненты, ее небольшой сдвиг в сторону низких частот и уширение (кривая 1д). Это свидетельствует о появлении микрокристаллической фазы и частичном разупорядочении кристаллической решетки [1]. При дозе имплантации  $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  в спектре появляется широкая полоса, характерная для аморфного арсенида галлия (кривая 1е).

Изменения в спектре низкоомного арсенида галлия могут быть объяснены в рамках двухосцилляторной модели связанных  $L^+$  и  $L^-$  плазмон-фононных мод [6]. Для исходной пленки с концентрацией свободных электронов  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  мода  $L^-$  проявляется в области TO компоненты в виде широкой полосы (рис. 1б). Частота моды  $L^+$  в данном случае попадает в область полос КР второго порядка в арсениде галлия. На рис. 3 приводится эта область спектра для подложки (а),

исходной (б) и имплантированных ионами  $V^+$  эпитаксиальных пленок (в, г). Рис. 3д-ж соответствуют разности нормированных спектров рис. 3б-г и исходного спектра подложки (рис. 3а). Для исходной сильно легированной пленки плазмонный максимум  $L^+$  хорошо виден (рис. 3д). Уменьшение концентрации носителей при имплантации ионов приводит к уменьшению частоты и постепенному исчезновению фонон-плазмонного максимума  $L^+$  (рис. 3е, ж). Соответствующие значения частот максимумов  $L^-$  и  $L^+$  даны в табл. 1. Присутствие LO максимума в спектре КР легированного образца (рис. 1б, в) объясняется наличием обедненного носителями приповерхностного слоя.

Для объяснения указанных особенностей спектров КР воспользуемся выражением для сечения рассеяния света  $S(q, \omega)$  связанными плазмон-фононными модами [6]:

$$S(q, \omega) = [(\omega_0^2 - \omega^2)/(\omega_T^2 - \omega^2)]^2 \text{Im}[-1/\epsilon(q, \omega)].$$

Здесь  $\omega_0^2 = \omega_T^2(1 + C)$ ,  $C$  — коэффициент Фауста — Генри,  $\omega_T$  — частота ТО фонона,

$$\epsilon(q, \omega) = \epsilon_\infty \left( 1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} - \frac{\omega_p^2(q)}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \right),$$

$\omega_L$  — частота LO фонона,  $\gamma$  и  $\Gamma$  — феноменологические параметры затухания фонона и плазмона соответственно,  $\omega_p^2(q) = (4\pi N e^2)/(\epsilon_\infty m^*) + (3/5)(q v_F)^2$ ,  $v_F = (\hbar/m^*)(3\pi^2 N)^{1/3}$  — скорость Ферми,  $m^*$  — эффективная масса свободных носителей,  $q$  — волновой вектор рассеяния,  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_\infty$  — диэлектрические проницаемости вакуума и арсенида галлия. Пренебрегая затуханием фононов, имеем для сечения рассеяния

$$S(\omega) = [\omega_p^2 \omega \Gamma (\omega_0^2 - \omega^2)^2] / \Delta, \quad (1)$$

$$\Delta = [\omega^2 (\omega_L^2 - \omega^2) - \omega_p^2 (\omega_T^2 - \omega^2)]^2 + \omega^2 \Gamma^2 (\omega_L^2 - \omega^2)^2. \quad (2)$$

При  $\Gamma \ll \omega_p$  максимумы в  $S(\omega)$  определяются корнями выражения в квадратных скобках в (2): В этом случае в спектре должны присутствовать два пика, расположенные на частотах  $\omega_+ \geq \omega_L$  ( $L^+$  мода) и  $\omega_- \leq \omega_T$  ( $L^-$  мода). При  $\Gamma \gg \omega_p$  определяющим является последний член в (2). В этом случае

$$S(\omega) \sim (1/\omega) [(\omega_0^2 - \omega^2)/(\omega_L^2 - \omega^2)]^2 (\omega_p^2/\Gamma).$$

При  $\Gamma > \omega_p$  пик находится в области частот между ТО и LO фононами, что соответствует наблюдаемым спектрам (рис. 3а, б).

Изменения спектра КР при увеличении дозы имплантации более  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (рис. 1д,е) связаны с образованием микрокристаллов и могут быть объяснены в рамках теории пространственной корреляции фонона. Согласно /7/, при размерах микрокристаллов менее  $300 \text{ \AA}$  в спектрах КР проявляются уширение и сдвиг линий в сторону меньших частот, зависящие от размеров микрокристалла. Проведенный аналогично /1/ расчет показал, что наблюдаемые изменения в спектрах КР рис. 1д,е удовлетворительно согласуются с данной теорией. Это позволило по экспериментальным данным оценить размер  $d$  микрокристаллов, образующихся в пленке арсенида галлия:  $d = 110 \text{ \AA}$  и  $60 \text{ \AA}$  для доз имплантации соответственно  $3 \cdot 10^{13}$  и  $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, в данной работе обнаружено проявление связанных фонон-плазмонных мод  $L^-$  и  $L^+$  в легированных пленках арсенида галлия при комнатной температуре. Предложена методика определения концентрации носителей и размеров микрокристаллов при ионной имплантации полупроводниковых пленок арсенида галлия.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T i o n g K.K. et al. Appl. Phys. Lett., **44**, 122 (1984).
2. G a r g o u r i M., P r e v o t B., S c h w a b C. J. Appl. Phys., **62**, 3902 (1987).
3. H o l t z M., Z a l l e n R., B r a f m a n O. Phys. Rev., **B37**, 4609 (1988).
4. А в а к я н ц Л.П., К и т о в И.А., Ч е р в я к о в А.В. ПТЭ, № 2, 145 (1988).
5. A s p n e s D.E., S t u d n a A.A. Phys. Rev., **B27**, 985 (1983).
6. К а р д о н а М., Г ю н т е р о д т Г. Рассеяние света в твердых телах. М., Мир, 1986.
7. S a m p b e l l I.H., F a u c h e t P.M. Solid State Commun., **58**, 739 (1986).

Поступила в редакцию 10 октября 1990 г.