

06.2; 06.3; 07

© 1993

## ФОНОН-ПЛАЗМОННЫЕ МОДЫ В СПЕКТРАХ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА СЛОЕВ $InGaAsP/InP$

М.В. Белоусов, А.Т. Гореленок,  
В.Г. Груздов, В.Ю. Давыдов,  
И.Ю. Якименко

Одним из применений комбинационного рассеяния света (КРС) в диагностике полупроводниковых структур является определение параметров свободных носителей. Как правило, при определении концентрации ( $N$ ) и подвижности свободных носителей в полупроводниках  $A^3B^5$  и их твердых растворах используется зависимость частоты и полуширины смешанных фонон-плазмонных мод от указанных параметров. Возможность определения концентрации и подвижности свободных носителей по спектрам КРС на смешанных фонон-плазмонных модах отмечена как для бинарных полупроводников  $n$ -типа  $GaAs$ ,  $InP$ ,  $InAs$ ,  $GaP$  [1], так и для тройных твердых растворов  $n$ -типа  $AlGaAs$  [2] и  $GaAsP$  [3].

В данной работе исследовано КРС слоев четверных твердых растворов  $InGaAsP/InP$   $n$ -типа с разным уровнем легирования, имеющих практическое значение для создания приборных структур микроэлектроники и интегральной оптики. Впервые обнаружено КРС на смешанных фонон-плазмонных модах в  $InGaAsP/InP$ , показана возможность определения  $N$  по спектрам КРС.

Исследовались слои  $InGaAsP/InP$  с толщиной от 1 до 4 мкм и  $N$  от  $5 \cdot 10^{15}$  до  $1.4 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ , полученные методом жидкофазной эпитаксии на полуизолирующих подложках  $InP\langle Fe \rangle$  с ориентацией  $\langle 100 \rangle$ . Спектры КРС возбуждались светом аргонового лазера и регистрировались в геометрии рассеяния  $180^\circ$  спектрометром  $U-1000$  (Jobin-Yvon). Ниже представлены результаты исследования слоев состава  $In_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.85}P_{0.15}$ . Сходные данные получены и для других составов  $InGaAsP/InP$ .

Спектры КРС в области однофононных переходов представлены на рис. 1, а. На рис. 1, б показаны спектры образцов с  $N > 6 \times 10^{17}$  см $^{-3}$  в широком интервале частот. Штриховыми кривыми представлен спектр нелегированного образца ( $N = 5.6 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ). Спектр нелегированного образца соответствует продольным колебаниям решетки и состоит из двух широких полос [4]. Первая, с явно выраженными максимумами на частотах 233 и 265 см $^{-1}$ , принадлежит колебаниям подрешетки  $InGaAs$ . Вторая, более размытая, с максимумом примерно на 325 см $^{-1}$ , принадлежит колебаниям подрешетки  $InGaP$ .

Увеличение концентрации носителей приводит к перенормировке фононного спектра при незначительном смещении полос. Наиболее

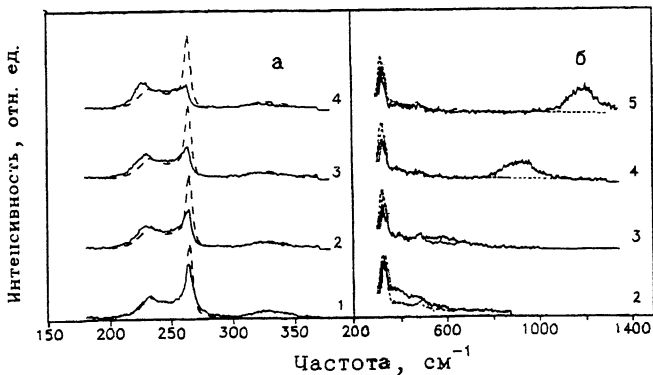


Рис. 1. Спектры КРС образцов  $In_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.85}P_{0.15}$  с разным уровнем легирования, снятые при длине волны возбуждения 488 нм. 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют  $N = 2 \cdot 10^{17}$ ,  $1 \cdot 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$ ,  $5 \cdot 10^{18}$ ,  $1.4 \cdot 10^{19}$   $см^{-3}$ .

Сильное влияние носители оказывают на интенсивность резкого пика с частотой  $265 \text{ см}^{-1}$ . Она заметно уменьшается уже при  $N = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а при максимальном легировании ( $N = 1.4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) составляет примерно пятую часть от интенсивности в нелегированном образце.

Зависимость интенсивности пика  $265 \text{ см}^{-1}$  от  $N$  можно объяснить следующим образом. Регистрируемый спектр является суперпозицией спектров от двух областей. Первая область – обедненный слой на поверхности. Спектр от обедненного слоя совпадает по форме со спектром нелегированного образца, а его интенсивность зависит от толщины обедненного слоя. Вторая – область между обедненным слоем и границей проникновения возбуждающего света. Мы предполагаем, что из-за плазмон-фононного взаимодействия спектр от этой области не содержит резкого пика  $265 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, интенсивность пика  $265 \text{ см}^{-1}$  в суммарном спектре определяется соотношением толщины обедненного слоя  $L_s(N)$  и глубины проникновения возбуждающего света  $d$ . В пользу указанного предположения свидетельствуют данные КРС при разных длинах волн возбуждения  $\lambda$ . В то время как на нелегированном образце вид спектра КРС не зависит от  $\lambda$ , на образце с  $N = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  с уменьшением  $\lambda$  и, следовательно, уменьшением  $d$  увеличивается относительная интенсивность пика  $265 \text{ см}^{-1}$ .

Интенсивность КРС от обедненного слоя равна [5]:

$$I = I_0 [1 - \exp(-2L_s(N)/d(\lambda))], \quad (1)$$

где  $I_0$  – интенсивность в нелегированном полупроводнике,  $d = 1/\alpha$ ,  $\alpha(\lambda)$  – коэффициент поглощения света. Толщина обедненного слоя на поверхности полупроводника [6]:

$$L_s = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s}{eN} \left( \varphi_s - \frac{kT}{e} \right)}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_s$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $\varphi_s$  — потенциальный барьер на поверхности. Зависимость от  $N$  относительной интенсивности КРС от обедненного слоя, рассчитанная по (1) и (2), показана на рис. 2, а сплошной кривой. Точками представлена зависимость от  $N$  относительной интенсивности пика  $265 \text{ см}^{-1}$  в спектрах КРС. Несмотря на то, что параметры для расчета были получены линейной аппроксимацией данных для бинарных полупроводников и могут отличаться от истинных значений, наблюдается хорошее соответствие между экспериментальными данными и рассчитанной зависимостью.

Из-за обедненного слоя на поверхности фоновые плазмонные моды в спектре КРС  $\text{In}_{0.54}\text{Ga}_{0.4}\text{As}_{0.85}\text{P}_{0.15}$  не удается обнаружить вплоть до  $N = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Только при этой концентрации носителей на фоне спектра двухфононных переходов ( $400\text{--}500 \text{ см}^{-1}$ ) появляется сравнительно слабая широкая полоса. Ее частота и интенсивность растут с ростом  $N$ , что однозначно указывает на ее принадлежность плазмон-фононной моде. С учетом пространственной дисперсии [1] и непараболичности зоны проводимости [7] частота плазмона определяется из следующих соотношений

$$\omega_p^2(q) = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0\varepsilon_\infty m^*} + 3/5 q^2 v_F^2, \quad (3)$$

$$m^* = m_0^* \sqrt{1 + \frac{2h^2(3\pi^2 N)^{2/3}}{m_0^* E_g}}, \quad (4)$$

где  $e$  и  $m^*$  — заряд и эффективная масса свободных носителей,  $m_0^*$  — эффективная масса электронов дна зоны проводимости,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $v_F = hK_F/m^*$  и  $K_F = (3\pi^2 N)^{1/3}$  — скорость и волновой вектор Ферми,  $q$  — волновой вектор плазмона. При возбуждении КРС в  $180^\circ$ -геометрии  $q = 4\pi n(\alpha)/\lambda$ , где  $n$  — показатель преломления. Зависимость плазменной частоты от  $N$ , рассчитанная по (3) и (4), представлена на рис. 2, б сплошной кривой. Из рис. 2, б следует, что измеренные частоты плазменных мод хорошо согласуются с рассчитанными, и влиянием плазмон-фо-

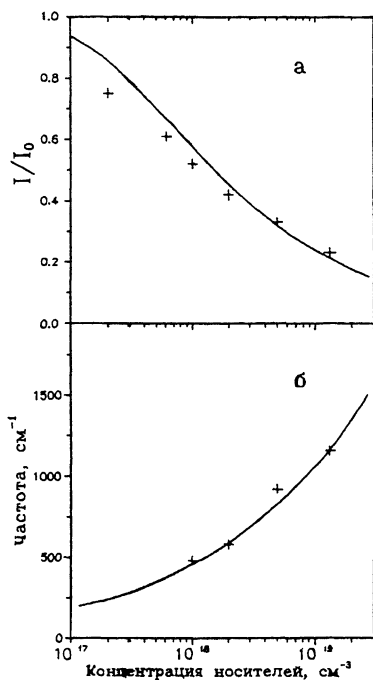


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности пика  $265 \text{ см}^{-1}$  (а) и плазменной частоты (б) от концентрации свободных носителей. Параметры расчета:  $\alpha(488 \text{ нм}) = 2.75 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $n(488 \text{ нм}) = 4.3$  - из [8];  $E_g = 0.2 \text{ эВ}$ ;  $m_0^* = 0.045$ ;  $\epsilon_S = 13.7$ ;  $\epsilon_\infty = 11.4$  - из [9];  $\phi_S = 0.2 \text{ В}$  - из [10].

нонного взаимодействия на частоту плазмона при большой концентрации свободных носителей ( $N > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) можно пренебречь.

Таким образом, полученные данные указывают на возможность определения методом КРС концентрации свободных носителей в слоях *InGaAsP/InP* по частоте фонов-плазменной моды при  $N > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а также оценки по интенсивности КРС от обедненного слоя при  $10^{17} < N < 2 \cdot 10^{19}$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рассеяние света в твердых телах. Вып. 4 / Ред. М. Кардона и Г. Гюнтеродт. М.: Мир, 1986. 408 с.
- [2] Мингаиров А.М., Смекалин К.Е., Устинов В.М., Хвостиков В.П. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1539-1549.

- [3] I r m e r G., H e r m s M., M o n e c k e J.,  
B o c k H. // Phis. Stat. Sol. (b). 1988. V. 145.  
N 1. P. K79-K82.
- [4] P i n c z u k A., W o r l o c k J.M., N a h o r  
r i R.E., P o l l a c k M.A. // Appl. Phys. Lett.  
1978. V. 33. N 3. P. 461-463.
- [5] S h e n H., P o l l a c k F.H., S a c k s R.N. //  
Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N. 8. P. 891-893.
- [6] З и С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.  
456 с.
- [7] А н с е л ь м А.И. Введение в теорию полупроводников. М.:  
Мир, 1978. 615 с.
- [8] A s p n e s D.E., S t u d n a A.A. // Phys. Rev.  
B. 1983. V. 27. P. 985.
- [9] A d a c h i S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53.  
N 12. P. 8775-8792.
- [10] К а j i y а м а K., M i z u s h i m а Y., S a  
k a t a S. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. N 8.  
P. 458-459.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
С.-Петербург

Поступило в Редакцию  
14 декабря 1992 г.