

## КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА СМЕШАННЫХ $LO$ -ФОНОН-ПЛАЗМОННЫХ КОЛЕБАНИЯХ В ДВУХМОДОВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ( $x > 0.4$ )

Минтаиров А. М., Смекалин К. Е., Устинов В. М.,  
Хвостиков В. П.

В спектре комбинационного рассеяния (КР) света непрямозонного  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $n=10^{16}-5\cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ,  $x=0.5, 0.86$ ) обнаружены две полосы, обусловленные смешанными  $LO$ -фнон-плазмонными модами (ФПМ). Исследована зависимость полуширины, положения и интенсивности максимумов полос ФПМ от концентрации свободных электронов и от состава твердого раствора. Получено выражение для интенсивности КР на ФПМ двухмодовых твердых растворов, обусловленной деформационным потенциалом и электрооптическим эффектом. Проведены расчеты спектров КР и получено хорошее согласие с экспериментом. Установлено, что в спектре КР непрямозонного  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  происходит подавление одной из ФПМ вследствие сильного затухания плазмонов [ $\gamma=(1.5-3.0)\omega_p$ ] и интерференции вкладов деформационного потенциала и электрооптического эффекта. Показано, что спектры КР на ФПМ могут быть использованы для бесконтактного определения концентрации и подвижности электронов в  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Тройные твердые растворы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  широко используются в настоящее время в приборах опто- и микроэлектроники, что обуславливает постоянный интерес к исследованию свойств их электронных и колебательных состояний. Особенностью электронной структуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  является наличие области составов ( $x=0.3-0.6$ ), в которой три минимума зоны проводимости имеют близкие энергетические положения и происходит переход к непрямой структуре зон ( $x > 0.4$ ) [1, 2]. Для колебательных состояний характерно двухмодовое поведение оптических фононов во всем диапазоне составов [3]. Особенности зоны проводимости и двухмодовое поведение оптических фононов делают твердые растворы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  весьма интересным объектом для исследования фнон-плазмонного взаимодействия.

Для значений концентрации свободных носителей  $10^{16}-10^{19}$  см $^{-3}$ , широко используемых в полупроводниковой технологии, частота плазменных колебаний свободных носителей попадает в область, близкую к частотам  $LO$ -фононов. В полярных полупроводниках взаимодействие обоих типов продольных колебаний заряда приводит к их смешиванию и изменению частот колебаний [4]. Впервые смешанные  $LO$ -фнон-плазмонные моды (ФПМ) наблюдались [5] и наиболее детально исследовались в спектрах комбинационного рассеяния (КР) света  $n\text{-GaAs}$  [6]. В последнее время появились работы [7, 8], в которых исследовались спектры КР ФПМ в прямозонном  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Для непрямозонного  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  имеются данные только по спектрам инфракрасного поглощения, полученным для состава 0.46 [9]. В работе [10] на примере  $n\text{-GaP}$  было показано, что спектры КР ФПМ позволяют получать информацию о концентрации и подвижности свободных носителей.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследована зависимость вида спектров КР непрямозонного  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  от уровня легирования донорными примесями и от состава твердого раствора. В спектрах КР  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.5, 0.86$ ) обнаружены две полосы ФПМ. Для твердого раствора с двухмодовым поведением колебательных состояний проведено теоретическое

рассмотрение и получено выражение для интенсивности КР на ФПМ с учетом механизмов рассеяния, обусловленных деформационным потенциалом и электрооптическим эффектом, что позволило описать экспериментально наблюдаемую форму спектра КР  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . На основании сопоставления экспериментальных и теоретических данных определены параметры плазмонов в непрямозонном  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Показано, что измерения положения максимума и полуширины полос ФПМ в спектрах КР могут быть использованы для определения концентрации и подвижности электронов в твердых растворах  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

## 1. Эксперимент

а) *Методика.* Исследовались слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.5-0.86$ ) толщиной 1—4 мкм, выращенные методом низкотемпературной жидкофазной эпитаксии [11] в диапазоне температур 620—550 °С на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией  $\langle 100 \rangle$  и легированные Те ( $n$ -тип) в диапазоне концентраций  $1 \cdot 10^{16} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Состав твердого раствора измерялся методами микроанализа и рентгеновской дифракции. Равномерность распределения состава по толщине и поверхности образцов находилась в пределах 2 %. Концентрация и подвижность свободных носителей определялись из холловских измерений.

Спектры КР возбуждались линиями аргонового (2.41 эВ) и криптонового (1.92 эВ) лазеров и регистрировались на спектрометре ДФС-52. Измерения спектров проводились в 90-градусной геометрии рассеяния в поляризациях  $z(xy)\bar{z}$  и  $z(xx)\bar{z}$ , где  $x - [100]$ ,  $y - [010]$  и  $z - [001]$ . Согласно правилам отбора, в выбранной геометрии рассеяния в поляризации  $z(xy)\bar{z}$  разрешены  $LO(\Gamma)$ -фононы. Полуширина щели спектрометра составляла 1—4  $\text{см}^{-1}$ . Луч лазера фокусировался в пятно диаметром 50 мкм. Для поддержания постоянной температуры возбуждаемого объема ( $T=3\text{Э}0 \pm 20 \text{ К}$ ), которая контролировалась по отношению интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент спектра, измерения проводились при фиксированной мощности возбуждения 100 мВт. Для того чтобы уменьшить вклад в спектр КР сигнала от поверхностного обедненного слоя (толщина которого при  $n=10^{17} \text{ см}^{-3}$  составляет  $\sim 0.11$  мкм), возбуждение осуществлялось в полосе прозрачности  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Значение волнового вектора рассеяния рассчитывалось по формуле  $q=4\pi n_2/\lambda_2$ , где  $\lambda_2$  и  $n_2$  — длина волны и показатель преломления [12] для возбуждающего излучения. При измерении и полуширин линий и сопоставлении экспериментальных и расчетных спектров КР учитывались поправки на аппаратную функцию спектрометра.

б) *Спектры комбинационного рассеяния света.* Для исследования зависимости спектров КР  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  от уровня легирования донорными примесями были выбраны два значения  $x=0.5$  и  $0.86$ , близкие к крайним точкам исследуемого диапазона составов. Эти составы характеризуются значительными различиями в распределении интенсивностей линий  $LO(\Gamma)$ -фононов в спектрах КР слабо легированных образцов, обусловленными различным соотношением компонентов твердого раствора. Спектры КР для  $x=0.5, 0.86$  и различных концентраций электронов, измеренные в области 10—600  $\text{см}^{-1}$ , приведены на рис. 1, а—ж. Как видно из сравнения спектров, для  $n \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1, а, в) линии обоих фононов имеют примерно равную интенсивность при одинаковом содержании AlAs и GaAs ( $x=0.5$ ), а когда преобладает AlAs-компонента ( $x=0.86$ ), интенсивность линий фононов AlAs-типа  $LO_2(\Gamma)$  начинает в несколько раз превышать интенсивность линии фононов GaAs-типа  $LO_1(\Gamma)$ .

Кроме линий  $LO(\Gamma)$ -фононов, для обоих составов в спектре КР слабо легированного  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  проявляются также акустические и оптические фононы, индуцированные разупорядоченностью кристаллической решетки твердого раствора, наблюдавшиеся ранее в [13]. Первые из них проявляются в виде слабых широких полос DATA и DALA в области 90 и 190  $\text{см}^{-1}$  соответственно, вторые — в виде слабого плеча с низкочастотной стороны от линий  $LO(\Gamma)$ -фононов. В области частот оптических фононов AlAs-типа наблюдается линия  $TO_2(\Gamma)$ -фонона 360  $\text{см}^{-1}$ , которая имеет наибольшую интенсивность при  $x=0.86$ . Слабая полоса 290  $\text{см}^{-1}$  соответствует  $LO(\Gamma)$ -фонону GaAs-подложки. Эти по-

лосы наблюдались во всех образцах и их вид практически не зависел от уровня легирования.

При увеличении уровня легирования полуширина, положение и интенсивность максимумов линий  $LO(\Gamma)$ -фононов  $Al_xGa_{1-x}As$  в спектре КР изменяются, причем характер этих изменений зависит от состава твердого раствора. В случае  $x=0.5$ , как видно из сравнения спектров, приведенных на рис. 1,  $a-e$ , увеличение концентрации электронов до  $n=5.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  приводит к умень-

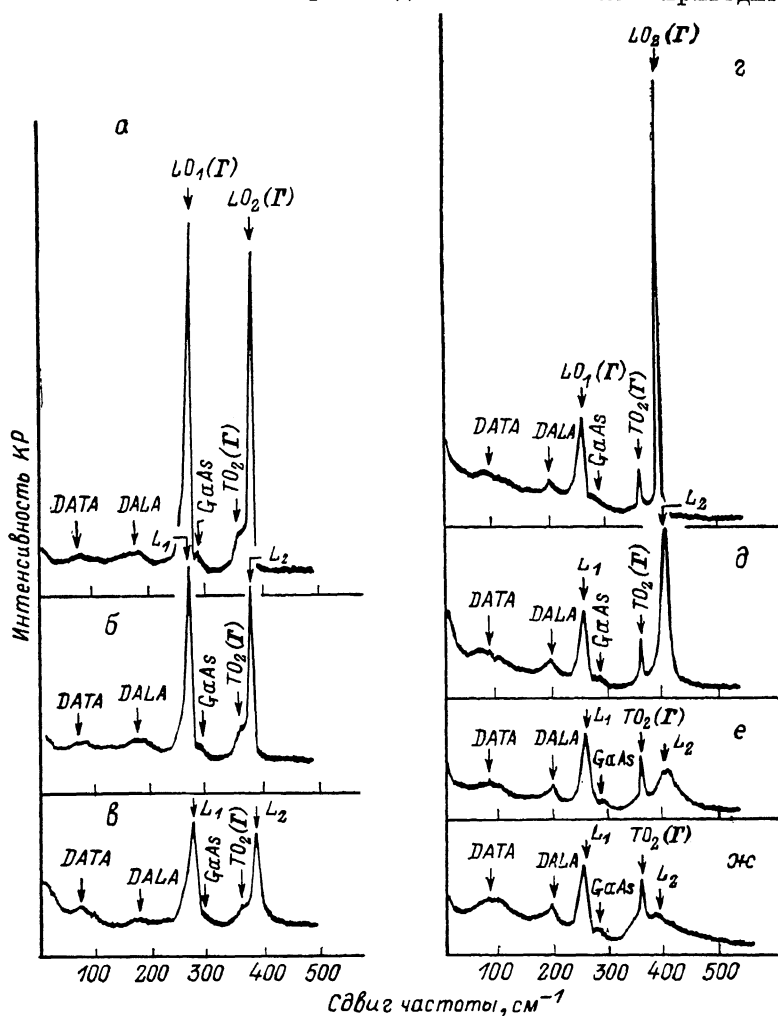


Рис. 1. Неполаризованные спектры КР  $n-Al_xGa_{1-x}As$  ( $x=0.5-0.86$ ), измеренные для образцов с различной концентрацией электронов.

$n, \text{ см}^{-3}$ : а —  $7.9 \cdot 10^{15}$ , б —  $2.7 \cdot 10^{17}$ , в —  $5.9 \cdot 10^{17}$  ( $x=0.5$ ,  $h\nu_{\text{возб}}=1.92 \text{ эВ}$ ,  $q=0.68 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ ), г —  $1.2 \cdot 10^{16}$ , д —  $3.7 \cdot 10^{17}$ , е —  $2.9 \cdot 10^{18}$ , ж —  $4.7 \cdot 10^{18}$  ( $x=0.86$ ,  $h\nu_{\text{возб}}=2.41 \text{ эВ}$ ,  $q=0.86 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ ).

шению интенсивности максимумов линий обоих фононов (обозначены на рис. 1, б, в, г-ж как  $L_1$  и  $L_2$ ), так что распределение интенсивности не изменяется. Одновременно происходят уширение линий и смещение их максимумов в высокочастотную сторону. В исследованном для этого состава диапазоне концентраций  $n=10^{16}-10^{18} \text{ см}^{-3}$  интенсивность и полуширина линий изменяются в 3 раза, а частота смещается на  $\sim 3 \text{ см}^{-1}$ .

Для  $x=0.86$  (рис. 1, г-ж) сильную зависимость от уровня легирования обнаруживает только  $L_2$ -линия. Это приводит к изменению распределения интенсивности в спектре КР, которое отчетливо проявляется уже при  $n=3.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1, д). При больших концентрациях электронов  $L_2$ -линия сильно уширяется (в 10 и 25 раз для  $n=2.9 \cdot 10^{18}$  и  $4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  соответственно) и ее интенсивность становится меньше интенсивности  $L_1$ -линии (рис. 1, е, ж).

Интересным для этого состава является то, что монотонное смещение максимума  $L_2$ -линии в высокочастотную сторону (на  $9 \text{ см}^{-1}$ ) имеет место только до  $n=2.9 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а при больших концентрациях наблюдается низкочастотный сдвиг ( $2 \text{ см}^{-1}$  для  $n=4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Для  $L_1$ -линии зависимость от уровня легирования начинает проявляться только при  $n > 2.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и связана в основном с увеличением ее полуширины (в 1.5 раза для  $n=4.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Заметим, что для  $x=0.86$  при наибольшем уровне легирования (рис. 1, ж) на максимум широкой  $L_2$ -линии накладывается слабый пикок —  $396 \text{ см}^{-1}$ , который обусловлен рассеянием на  $LO_2$  ( $\Gamma$ )-фононе обедненного поверхностного слоя. Сравнение интенсивности этого пикка с интенсивностью линии  $LO_2$  ( $\Gamma$ )-фонона в слабо легированном образце (рис. 1, в) позволило определить толщину обедненного слоя, которая составила  $150 \text{ \AA}$ . Данные о частотах и полуширинах  $L_1$ - и  $L_2$ -линий во всех исследованных образцах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры смешанных  $LO$ -фонон-плазмонных колебаний в  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , определенные по спектрам КР

№ образца	Состав $x$	Концентрация $n$ , $\text{см}^{-3}$	$L_1$ -мода			$L_2$ -мода			Плазменная частота $\omega_p$ , $\text{см}^{-1}$	Затухание плазмона $\gamma$ , $\text{см}^{-1}$
			частота $\omega_{L_1}$ , $\text{см}^{-1}$	смещение частоты * $\omega_{L_1} - \omega_{LO_1}$ , $\text{см}^{-1}$	полуширина $\gamma_{L_1}$ , $\text{см}^{-1}$	частота $\omega_{L_2}$ , $\text{см}^{-1}$	смещение частоты * $\omega_{L_2} - \omega_{LO_2}$ , $\text{см}^{-1}$	полуширина $\gamma_{L_2}$ , $\text{см}^{-1}$		
P1133	0.49	$7.9 \cdot 10^{15}$	273.0	0.0	7.0	384.0	0.0	5.0	15	46
P1136	0.51	$1.8 \cdot 10^{17}$	274.0	2.0	9.5	387.5	2.0	9.5	126	487
P1141	0.47	$2.7 \cdot 10^{17}$	274.0	0.5	10.0	387.0	3.5	10.0	127	284
P1138	0.50	$5.9 \cdot 10^{17}$	273.0	0.5	18.5	388.5	3.5	19.0	232	656
P1545	0.48	$9.0 \cdot 10^{17}$	275.0	2.0	14.0	387.0	3.0	14.0	173	516
P1131	0.86	$1.2 \cdot 10^{18}$	257.5	0.0	9.0	396.5	0.0	4.0	21	75
P1473	0.85	$1.2 \cdot 10^{17}$	257.5	0.0	10.0	398.0	2.5	4.5	86	58
P1147	0.86	$3.7 \cdot 10^{17}$	258.0	0.5	12.5	401.0	4.5	11.0	164	270
P1464	0.86	$2.2 \cdot 10^{18}$	257.0	-0.5	11.0	403.0	6.5	32.0	307	540
P1188	0.85	$2.7 \cdot 10^{18}$	257.5	0.0	12.5	404.0	8.5	46.0	367	540
P1594	0.86	$2.9 \cdot 10^{18}$	257.0	-0.5	12.5	397.0	0.5	100.0	521	702
P1154	0.86	$4.3 \cdot 10^{18}$	256.0	-1.5	12.5	393.0	-3.5	95.0	541	780
P1150	0.86	$4.7 \cdot 10^{18}$	257.0	-0.5	13.5	394.0	-2.5	105.0	535	703

Примечание. \* Значения частот  $\omega_{LO_1}$  и  $\omega_{LO_2}$  рассчитывались для каждого значения  $x$  в модели однородных смещений.

Как показали поляризационные измерения, основная часть ( $> 90\%$ ) интенсивности  $L_1$ - и  $L_2$ -линий наблюдается в недиагональной поляризации  $z(xy)\bar{z}$ . Заметим также, что  $TO$  ( $\Gamma$ )-фононы проявляются в наших экспериментах вследствие отклонений от строгой геометрии обратного рассеяния [14].

Очевидно, что наблюдаемые изменения спектров КР обусловлены взаимодействием продольных оптических фононов с коллективными колебаниями электронной плазмы. Линии, обнаруживающие зависимость интенсивности, ширины и частоты от уровня легирования, являются смешанными  $LO$ -фонон-плазмонными колебаниями. Таким образом, в спектрах КР непрямозонного  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  проявляются две ФПМ —  $L_1$  и  $L_2$ . Сдвиг частот мод составляет несколько обратных сантиметров, и основным проявлением фонон-плазмонного взаимодействия является сильная зависимость интенсивности и ширины полос ФПМ от концентрации плазмы. Ослабление этой зависимости для  $L_1$ -моды при  $x=0.86$  указывает на ослабление взаимодействия с плазмонами для фононов GaAs-типа при увеличении содержания AlAs.

## 2. Теория

Рассеяние света смешанными  $LO$ -фонон-плазмонными колебаниями происходит за счет модуляции электронной поляризуемости кристалла смещениями атомов (механизм деформационного потенциала, или  $u$ -механизм) и продольным электрическим полем (электрооптический, или  $\mathcal{E}$ -механизм). Возможно

также прямое рассеяние света на флуктуациях зарядовой плотности. Для  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  мы рассмотрим только первые два механизма, которым соответствуют обычные правила отбора для  $LO$ -фононов.

Для двухмодового твердого раствора  $A_xB_{1-x}C$  первая производная  $ab$ -компоненты тензора электронной поляризуемости элементарной ячейки кристалла ( $\alpha$ ) по атомным смещениям  $u$  и продольному электрическому полю  $\mathcal{E}$  может быть записана в виде

$$\delta\alpha_{ab}(\bar{R}) = \sum_c \left[ \sum_p w_p(x) \frac{\partial \alpha_{ab}}{\partial u_{pc}} \eta_q^c u_p(\bar{R}) + \frac{\partial \alpha_{ab}}{\partial \mathcal{E}_c} \eta_q^c \mathcal{E}(\bar{R}) \right], \quad (1)$$

где  $\bar{R}$  — радиус-вектор элементарной ячейки,  $\eta_q^c$  —  $c$ -компонента единичного вектора рассеяния. Индекс  $p=1, 2$  соответствует фононам  $BC$ - и  $AC$ -типа. Здесь в отличие от выражения для  $\delta\alpha_{ab}$ , используемого для бинарных полупроводников [15],  $u$ -механизм описывается двумя членами, и эти члены имеют множители  $w_1(x)=1-x$  и  $w_2(x)=x$ , которые соответствуют доле атомов  $B$  и  $A$  в элементарной ячейке и учитывают случайное распределение атомов в кристаллической решетке твердого раствора. Для (1) гамильтониан взаимодействия  $H' = -1/2 \delta\alpha_{ab} E_{1a} E_{2b}$  имеет вид

$$H' = -\frac{1}{4} E_1 E_2 e^{-i\omega t} \left[ \sum_p w_p(x) \frac{\partial \alpha}{\partial u_p} u_{p1}^* + \frac{\partial \alpha}{\partial \mathcal{E}} \mathcal{E}_q^* \right] + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial u_p} &= \sum_{a,b,c} \eta_1^a \eta_2^b \eta_q^c \frac{\partial \alpha_{ab}}{\partial u_{pc}}, & \frac{\partial \alpha}{\partial \mathcal{E}} &= \sum_{a,b,c} \eta_1^a \eta_2^b \eta_q^c \frac{\partial \alpha_{ab}}{\partial \mathcal{E}_c}, \\ u_{pq} &= \sum_{\mathbf{R}} u_p(\bar{R}) e^{i\mathbf{q}\cdot\bar{R}}, & \mathcal{E}_q &= \sum_{\mathbf{R}} \mathcal{E}(\bar{R}) e^{i\mathbf{q}\cdot\bar{R}}, \end{aligned}$$

$\omega = \omega_1 - \omega_2$  — сдвиг частоты,  $\omega_1$  ( $\omega_2$ ),  $E_1$  ( $E_2$ ) и  $\eta_1^a$  ( $\eta_2^b$ ) — частота, амплитуда и  $a$  ( $b$ )-компонента единичного вектора поляризации падающего (рассеянного) электрического поля.

Используя подход, развитый в [15], для гамильтониана взаимодействия (2) получили следующее выражение для дифференциальной эффективности стоксовой компоненты КР в диапазоне частот  $d\omega$  при телесном угле  $d\Omega$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 R}{\partial \omega \partial \Omega} &= \left(\frac{\omega_2}{c}\right)^4 n(T) \frac{4\pi\hbar}{v_0 \epsilon_\infty} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \mathcal{E}}\right) \text{Im} \left(-\frac{1}{\epsilon}\right) \times \\ &\times \left\{ \left[ 1 - (\text{Im } \epsilon)^{-1} \text{Im} \left[ \prod_p 2K_p \chi_p \epsilon^* + \sum_p [2K_p \chi_p \epsilon^* - K_p^2 (\chi_p^2)^* \epsilon - K_p^2 \chi_p |\epsilon|^2] \right] \right] \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $c$  — скорость света,  $T$  — температура,  $n(T) = 1 + [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$  — температурный множитель,  $v_0$  — объем элементарной ячейки,  $\epsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, обусловленная связанными электронами,

$$K_p = w_p(x) \frac{C_p}{S_p}, \quad C_p = \frac{e_p^*}{\omega_{p0}^2 M_p} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial u_p} / \frac{\partial \alpha}{\partial \mathcal{E}} \right)$$

— коэффициент Фауста—Генри [16],  $S_p = 4\pi e_p^{*2} / M_p v_0$  — сила осциллятора,  $M_p$  — приведенная масса элементарной ячейки,  $\omega_{p0}$  — частота поперечных оптических фононов,  $e_p^*$  — эффективный заряд, связанный со смещением  $u_p$ ,  $\epsilon = \epsilon(\bar{q}, \omega) = 1 + \sum_c \chi_c$  — полная низкочастотная диэлектрическая проницаемость,  $\chi_c = \chi_c(\bar{q}, \omega)$  — восприимчивость, обусловленная вкладом продольных колебаний заряда  $e$ -го типа,  $e=p, j$ , где  $j$  нумерует типы колебаний электронной плотности.

В (3) спектр КР определяется через полную диэлектрическую проницаемость и фононные восприимчивости. Эффекты, обусловленные фонон-плазмонным взаимодействием, учитываются через диэлектрическую проницаемость, которая

включает в себя восприимчивость свободных электронов. Член в фигурных скобках описывает интерференцию вкладов в сечение рассеяния от  $u$ - и  $\delta$ -механизмов. При  $C_p=0$ , что соответствует пренебрежению вкладом механизма деформационного потенциала, интенсивность рассеяния описывается функцией  $\text{Im}(-1/\epsilon)$ . Эта функция имеет максимумы на частотах ФПМ и минимумы на частотах  $TO$ -фононов. Произведения восприимчивостей, входящие в интерференционный член, имеют на частотах  $TO$ -фононов максимумы, благодаря чему результирующее распределение интенсивности рассеяния может существенно отличаться от функции  $\text{Im}(-1/\epsilon)$ .

При расчете спектров КР по формуле (3) необходимо определить восприимчивости  $\chi_p$  и коэффициенты  $K_p$ . Фононные вклады обычно описывают гармоническими осцилляторами [17], что приводит к

$$\chi_p = \frac{S_p \omega_{TOp}^2}{\omega_{TOp}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_p}, \quad (4)$$

где  $\Gamma_p$  — затухание фонона.

При  $\Gamma_p=0$

$$S_1 = \frac{(\omega_{TO1}^2 - \omega_{LO2}^2)(\omega_{LO1}^2 - \omega_{TO1}^2)}{(\omega_{TO1}^2 - \omega_{TO2}^2)\omega_{TO1}^2}, \quad S_2 = \frac{(\omega_{TO2}^2 - \omega_{LO1}^2)(\omega_{LO2}^2 - \omega_{TO2}^2)}{(\omega_{TO2}^2 - \omega_{TO1}^2)\omega_{TO2}^2}, \quad (5)$$

где  $\omega_{LO}$ ,  $\omega_{LO}$  — частоты продольных оптических фононов [3].

Значения частот оптических фононов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , входящие в (4) и (5), рассчитывались в модифицированной модели однородных смещений [18] с параметрами, определенными из подгонки теоретической зависимости частот  $LO$  ( $\Gamma$ )-фононов от  $x$  к экспериментальной, измеренной на калибровочных образцах. Значения частот  $LO$  ( $\Gamma$ )- и  $TO$  ( $\Gamma$ )-фононов, рассчитанные для  $x=0.5$  и  $0.86$ , приведены в табл. 2. Затухание фононов выбиралось равным полуширине линий  $LO$  ( $\Gamma$ )-фононов в спектре КР (табл. 1).

Для коэффициентов  $C_p$  предполагалась слабая зависимость от  $x$ , что подтвердили расчеты зависимости отношения интегральных интенсивностей линий  $LO$  ( $\Gamma$ )-фононов от  $x$ , выполненные с помощью формул (3)–(5) с известным

Таблица 2

Параметры оптических фононов и зоны проводимости  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , используемые в расчетах спектров КР ФПМ\*

Параметры	$x=0.5$		$x=0.86$			
	А. Тип оптического фонона					
	GaAs	AlAs	GaAs	AlAs		
Частота $TO$ -фонона, $\omega_{TOp}$ , $\text{см}^{-1}$	266.6	359.5	256.7	359.5		
Частота $LO$ -фонона, $\omega_{LOp}$ , $\text{см}^{-1}$	272.5	384.8	258.1	396.5		
Затухание фонона, $\Gamma_p$ , $\text{см}^{-1}$	7.0	5.0	9.0	4.0		
Параметры	В. Симметрия минимума зоны проводимости					
	X	L	$\Gamma$	X	L	$\Gamma$
	Энергия электронного перехода, $E_j$ эВ . . . . .	1.96	2.02	2.06	2.10	2.27
Дрейфовая эффективная масса, $m_{1j}^*/m_0$ . . . . .	0.29	0.12	0.11	0.27	0.14	0.14
Эффективная масса плотности состояний, $m_{2j}^*/m_0$ . . . . .	0.78	0.61	0.41	0.72	0.64	0.14
Заселенность, $f_j$ . . . . .	0.92	0.08	0.001	0.99	0.006	$3 \cdot 10^{-8}$

Примечание. \* Высокочастотная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_\infty$  равна 9.75 для  $x=0.6$  и 8.84 для  $x=0.86$  [2].

значением коэффициента Фауста—Генри GaAs  $C_1 = -0.51$  [13] и значением  $C_2 = -0.35$  для AlAs, определенным из сопоставления расчетной и экспериментальной зависимостей.

Для описания коллективных колебаний свободных электронов был использован гидродинамический подход [19]. Восприимчивость свободных электронов в  $j$ -м минимуме зоны проводимости  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $\chi_j$  ( $j=1-3$  соответствует X-, L- и  $\Gamma$ -минимумам) записывалась в виде

$$\chi_j = - \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2 - \frac{1}{3} v_{Fj} q + i \omega \gamma_j}, \quad (6)$$

где  $\gamma_j$  — затухание плазмона,  $\omega_{pj} = (4\pi e^2 n f_j / \epsilon_\infty m_{1j}^*)^{1/2}$  — частота плазменных колебаний,  $v_{Fj} = (\hbar / m_{2j}^*) (3\pi^2 n f_j / g_j)^{1/3}$  — скорость на поверхности Ферми,  $n$  — полная концентрация носителей,  $f_j$  — заселенность,  $m_{1j}^*$  — дрейфовая эффективная масса,  $m_{2j}^*$  — эффективная масса плотности состояний,  $g_j$  — число эквивалентных минимумов. Выражение (6) справедливо при  $q < k_F$  ( $k_F$  — волновой вектор Ферми) и  $\omega > qv_F$ . В пренебрежении затуханием Ландау [6] затухание плазмона можно связать с подвижностью:  $\mu_j = |e| / m_{1j}^* \gamma_j$  и  $\mu = \sum_j f_j \mu_j$ .

В табл. 2 для X-, L- и  $\Gamma$ -минимумов зоны проводимости  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.5$  и 0.86) приведены значения энергетических зазоров, эффективных масс [20] и заселенностей, рассчитанных для случая отсутствия вырождения и  $T=380$  К. Из сравнения заселенностей следует, что при расчете диэлектрической проницаемости для  $x=0.5$  необходимо, кроме X-минимума, учитывать по крайней мере и L-минимум. С другой стороны, типичные значения подвижностей электронов в слабо легированных твердых растворах  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  равны при  $T=300$  К [21]  $\mu_X^0=140$ ,  $\mu_L^0=400$  и  $\mu_\Gamma^0=2500$   $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , и вклад  $\Gamma$ -минимума в полную подвижность составляет  $\sim 0.14$ . Поэтому для  $x=0.5$  учитывался вклад в  $\epsilon$  всех трех минимумов зоны проводимости. В качестве варьируемых параметров выбирались  $\omega_p = \omega_{pX}$  и  $\gamma = \gamma_X$ . Для затуханий использовалось соотношение  $\gamma_X : \gamma_L : \gamma_\Gamma = (1/\mu_X^0 m_{1X}^*) : (1/\mu_L^0 m_{1L}^*) : (1/\mu_\Gamma^0 m_{1\Gamma}^*)$ .

### 3. Расчет спектров и обсуждение результатов

На рис. 2, а—в представлены результаты расчетов спектров КР по формулам (3)—(6) для  $x=0.5$  (табл. 2) и трех значений плазменной частоты  $\omega_p=200$ , 300 и 400  $\text{см}^{-1}$ , что соответствует случаям  $\omega_p < \omega_{L0}$ ,  $\omega_{L0} < \omega_p < \omega_{L0}$ , и  $\omega_p > \omega_{L0}$ . Использовались два значения  $\gamma$  (10 и 500  $\text{см}^{-1}$ ), соответствующих режимам слабого ( $\gamma \ll \omega_p$ ) и сильного ( $\gamma \geq \omega_p$ ) затуханий плазмонов. Для  $\omega_p=400$   $\text{см}^{-1}$  были проведены расчеты при  $C_1=C_2=0$ , т. е. функции  $\text{Im}(-1/\epsilon)$  (рис. 2, в). Расчеты показали, что три полосы, соответствующие трем ФПМ ( $L_0$ ,  $L_1$  и  $L_2$ ), возникающим при двухмодовом поведении оптических фононов, проявляются в спектре КР  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  только в случае малого затухания плазмона, а при  $\gamma \geq \omega_p$  в спектре остаются две полосы. С другой стороны, функция  $\text{Im}(-1/\epsilon)$  имеет три максимума для обоих значений  $\gamma$ . Это указывает на то, что для сильно затухающих плазмонов в спектре КР  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  происходит подавление одной из ФПМ, которое обусловлено интерференцией амплитуд  $u$ - и  $\mathcal{E}$ -механизмов рассеяния. Аналогичная ситуация отмечалась ранее для  $n\text{-GaP}$  [22]. Как видно из сравнения рис. 2, в и г, при сильном затухании плазмонов интерференция приводит к уменьшению полуширины полос ФПМ в спектре КР по сравнению с функцией  $\text{Im}(-1/\epsilon)$ . Последнее обстоятельство необходимо учитывать при определении затухания плазмонов из измерений полуширины полос в спектрах КР в методике, которая рассматривалась в применении к  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в [8, 23].

На рис. 3, а—ж приведены результаты сопоставления экспериментальных спектров КР ФПМ  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.5$  и 0.86), измеренных в разрешенной поляризации, с расчетными. Как видно из рисунка, для обоих составов расчет

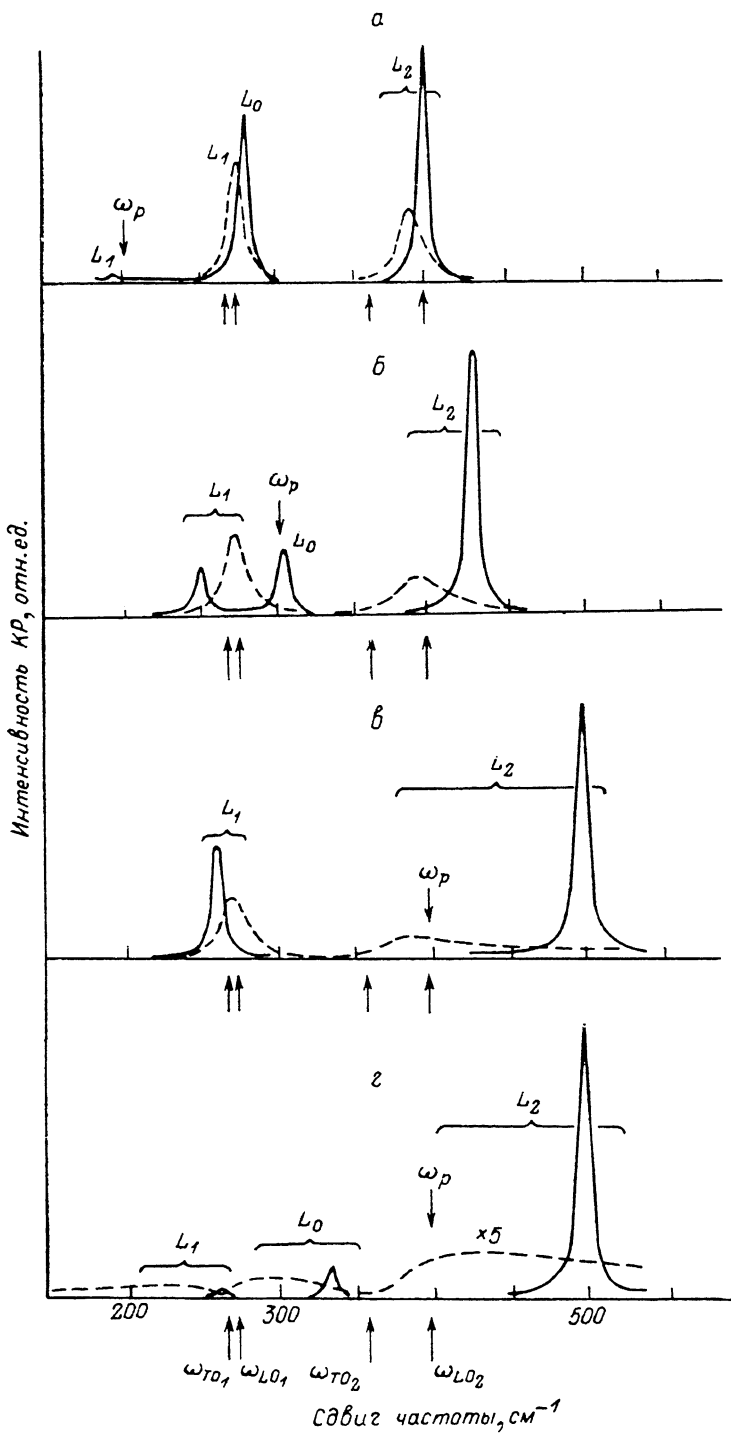


Рис. 2. Теоретические спектры КР ФПМ в  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.5$ ), рассчитанные для различных значений  $\gamma$  и  $\omega_p$ .  
 $\gamma$ ,  $\text{см}^{-1}$ : сплошные кривые — 10, штриховые — 500;  $\omega_p$ ,  $\text{см}^{-1}$ : а — 200, б — 300, в — 400, г — 400 (а —  $C_1 = -0.53$ ,  $C_2 = -0.35$ , г —  $C_1 = C_2 = 0$ ).



хорошо воспроизводит экспериментально наблюдаемые положения максимумов полос ФПМ, их форму и относительные интенсивности, что указывает на справедливость используемой теоретической модели и на то, что основной вклад в интенсивность рассеяния света ФПМ в непрямоугольном  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при  $\hbar\omega_1 < E_{\Gamma}$  вносят механизмы, обусловленные деформационным потенциалом и электрооптическим эффектом.

Параметры плазмонов, полученные из сопоставления теории и эксперимента, приведены для всех исследованных образцов в табл. 1. Анализ параметров

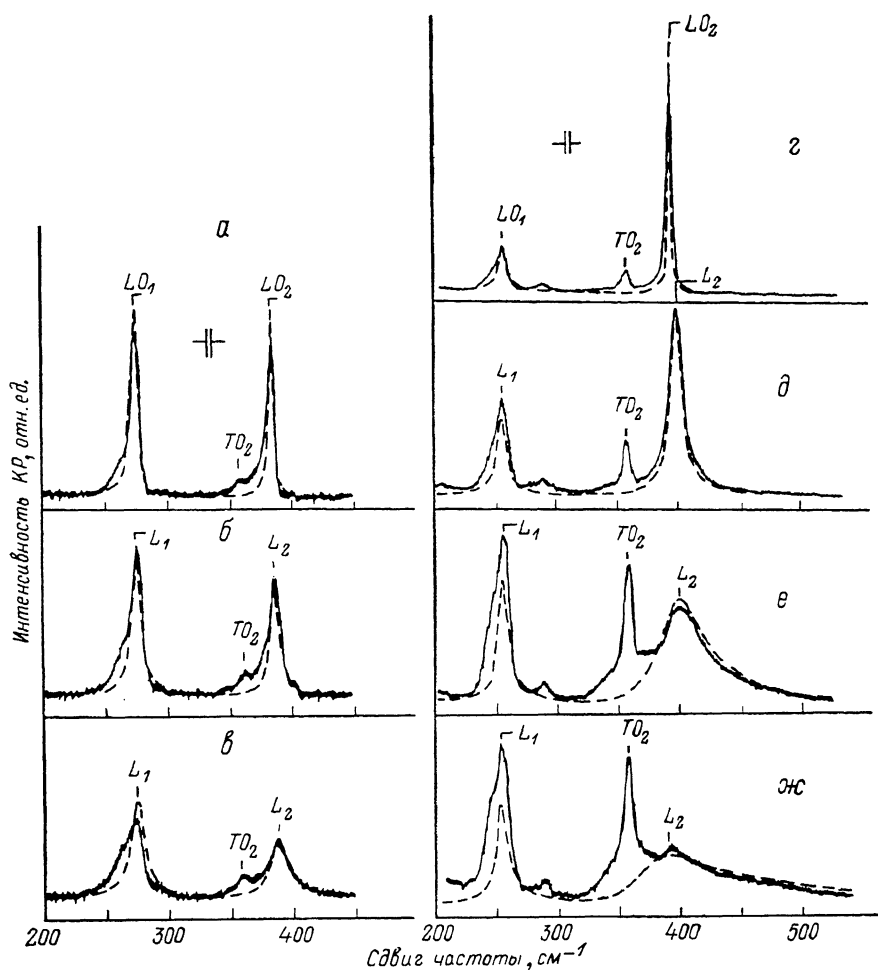


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных (сплошные кривые) и расчетных (штриховые) спектров КР ФПМ  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

а—ж — то же, что и на рис. 1. Поляризация z (xy) z.

показывает, что в непрямоугольном  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  плазмоны являются сильно затухающими [ $\gamma = (1.5-3)\omega_p$ ], причем параметр затухания  $\gamma/\omega_p$  существенно (примерно в 2 раза) уменьшается при увеличении  $x$  в диапазоне 0.5—0.86. Значения  $\gamma/\omega_p$ , полученные нами для  $x=0.5$  из спектров КР, хорошо согласуются с данными спектров инфракрасного отражения для  $x=0.46$  [9].

Благодаря сильному затуханию плазмонов в спектрах КР непрямоугольного  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  проявляются только две ФПМ в отличие от трех, наблюдавшихся в прямоугольном  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.1-0.3$ ) [7, 8], в котором, согласно [9],  $\gamma/\omega_p \sim 0.2$ .

Возможность определять параметры плазмонов позволяет использовать спектры КР для измерения концентрации и подвижности свободных носителей.

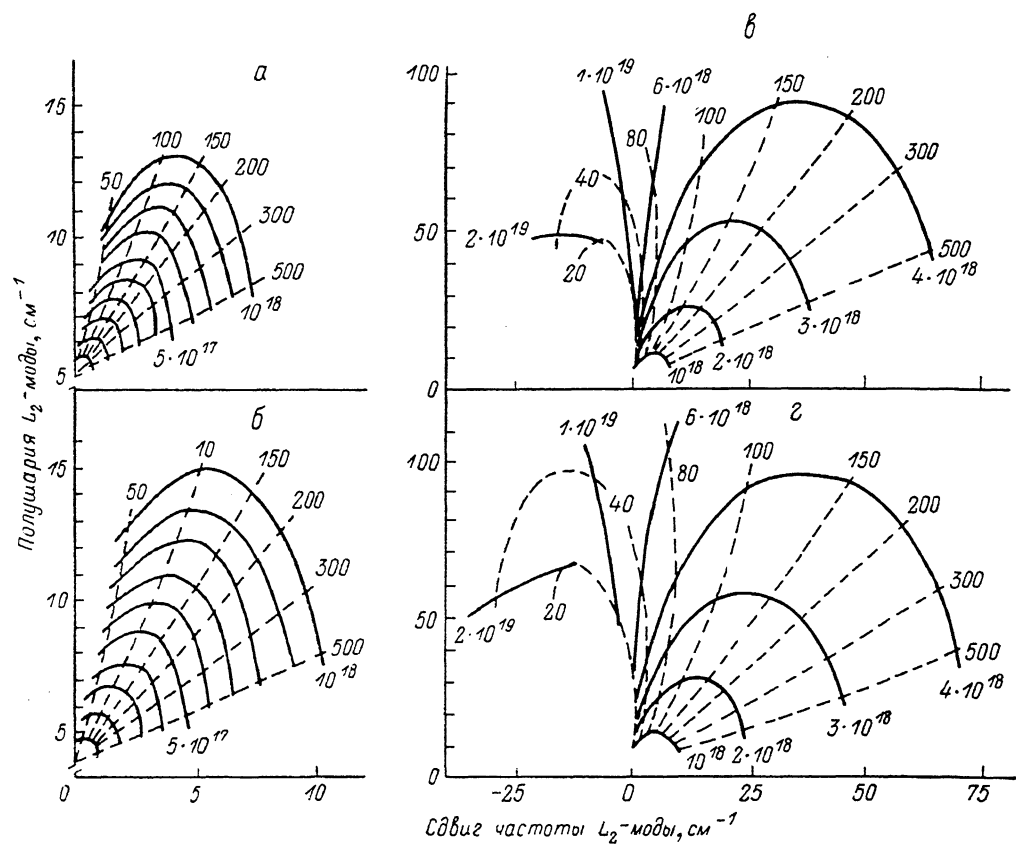


Рис. 4. Расчетная зависимость полуширины и сдвига максимума  $L_2$ -полосы в спектре КР  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  от концентрации ( $n=10^{17}\text{--}2\cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$ ) и подвижности ( $\mu=20\text{--}500\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) свободных носителей.

$x$ : а, в — 0.5, б, г — 0.86;  $q$ ,  $\text{см}^{-1}$ : а, в —  $0.68\cdot 10^6$ , б, г —  $0.86\cdot 10^6$ .

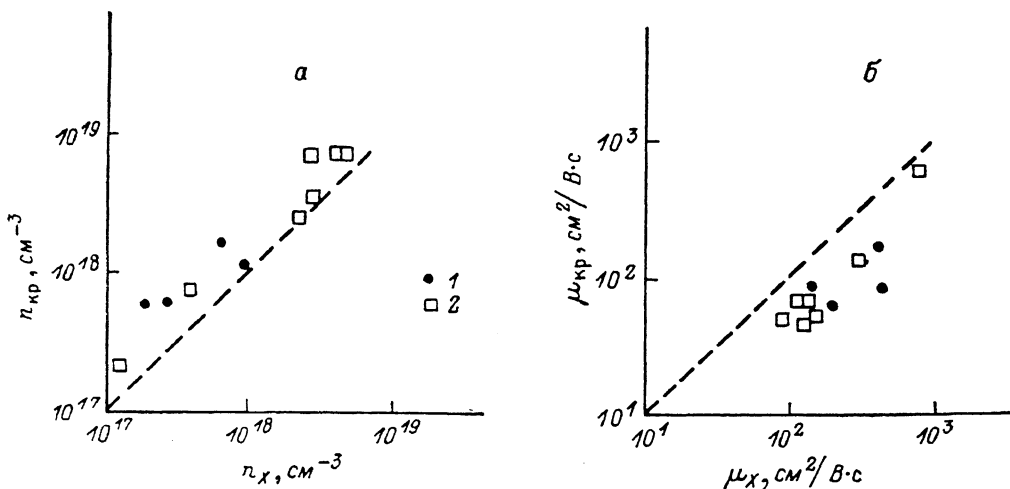


Рис. 5. Сопоставление значений концентрации (а) и подвижности (б) свободных носителей в образцах  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , определенных по спектрам КР ( $n_{\text{КР}}$ ,  $\mu_{\text{КР}}$ ) и из холловских измерений ( $n_x$ ,  $\mu_x$ ).

$x$ : 1 — 0.5, 2 — 0.86

Для практического использования удобно в качестве непосредственно измеряемых величин выбрать сдвиг максимума и полуширину полос ФПМ [10]. Номограммы, связывающие концентрацию и подвижность свободных носителей со сдвигом максимума и полушириной  $L_2$ -моды в спектре КР  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , рассчитанные для  $x=0.5$  и  $0.86$ ,  $n=10^{17}-2\cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu=20-500$  см<sup>2</sup>/В·с, приведены на рис. 4, а-г.

Сопоставление значений концентрации и подвижности свободных носителей для образцов с  $x=0.5$  и  $0.86$ , определенных с помощью номограмм и данных табл. 1, с холловскими измерениями, приведенное на рис. 5,  $a, b$ , показало, что величины  $n$  и  $\mu$ , найденные этими методами, согласуются между собой. Некоторые различия в значениях могут быть обусловлены тем, что параметры плазмонов, а следовательно, и связанные с ними концентрация и подвижность свободных носителей характеризуют проводимость свободных электронов на частотах инфракрасного диапазона, в то время как холловские измерения — на постоянном токе.

Таким образом, на примере  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  показано, что спектры КР позволяют получать детальную информацию о фонов-плазмонном взаимодействии в твердых растворах полупроводников с двухмодовым поведением колебательных состояний и могут быть использованы для контроля концентрации и подвижности свободных носителей в таких соединениях бесконтактным методом при обеспечении высокой локальности.

Авторы выражают благодарность И. П. Ипатовой, В. М. Андрееву и В. Д. Румянцеву за интерес к работе и ценные замечания.

#### Список литературы

- [1] Кейси К., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М., 1981. 364 с.
- [2] Saxena A. K. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 6. P. 3295—3302.
- [3] Kim O. K., Spitzer W. G. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 4362—4370.
- [4] Varga B. // Phys. Rev. 1965. V. 137. N 6A. P. A1896—A1902.
- [5] Mooradian A., McWorter A. L. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. P. 849—854.
- [6] Абстрейгер Г., Кардона М., Пинзак А. // Рассеяние света в твердых телах. М., 1986. В. IV. С. 12—182.
- [7] Yuasa T., Naritsuku S., Mannoh M., Shinozaki K., Yamanake K., Mumura Y., Mihara M., Ishii M. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 2. P. 1222—1232.
- [8] Kirilov D., Chai Y., Webb C., Davis G. // J. Appl. Phys. 1985. V. 59. N 1. P. 231—233.
- [9] Kim O. K., Spitzer W. G. // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. N 8. P. 3258—3266.
- [10] Irmer G., Toporov V. V., Bairamov B. H., Monecke J. // Phys. St. Sol. 1983. V. 119. N 2. P. 595—603.
- [11] Алфёров Ж. И., Погребницкий К. Ю., Андреев В. М., Воднев А. А., Конников С. Г., Ларионов В. Р., Румянцев В. Д., Хвостиков В. В. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 18. С. 1083—1093.
- [12] Aspnes D. E., Kelso S. M., Logan R. A., Bhat R. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 2. P. 754—767.
- [13] Wang X., Zang X. // Sol. St. Commun. 1986. V. 59. N 12. P. 869—872.
- [14] Anastassiadou A., Raptis Y. S., Anastassakis E. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 8. P. 2924—2931.
- [15] Klein M. V., Ganguly B. N., Colwell P. J. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 6. P. 2380—2388.
- [16] Faust M. L., Henry C. R. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. N 25. P. 1265—1268.
- [17] Зингер Г. М., Ипатова И. П., Рыскин А. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 24—48.
- [18] Cherng Y. T., Jaw D. H., Jou M. J., Stringfellow G. B. // J. Appl. Phys. 1988. V. 65. N 8. P. 3285—3288.
- [19] Nowak U., Richter W., Sachs G. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 103. N 1. P. 131—143.
- [20] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 3. R1—R29.
- [21] Chand N., Henderson T., Klem J., Masselink W. T., Fisher R., Chang Y.-G., Morokos H. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 8. P. 4481—4492.
- [22] Hon D. T., Faust W. L. // Appl. Phys. 1973. V. 1. N 5. P. 241—256.
- [23] Fang C. S., Tse W. S., Chang C. P., Pai K. F. // Appl. Surf. Sci. 1988. V. 33/34. P. 988—995.