

ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ФОНОН-ПЛАЗМОННЫХ МОД В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs С ТУННЕЛЬНО-ТОНКИМИ БАРЬЕРАМИ AlAs

*В. А. Володин^{*a,b}, М. Д. Ефремов^a, В. А. Сачков^a*

^a*Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^b*Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 2006 г.

С применением методики спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) были исследованы нелегированные и легированные (*n*-типа) GaAs/AlAs-сверхрешетки с толщинами барьеров AlAs от 17 до половины монослоя. В спектре КРС легированной сверхрешетки с относительно толстыми барьерами обнаружен пик, соответствующий рассеянию на двумерном плазмоне. Положение экспериментального пика соответствовало значению, рассчитанному в модели плазменных колебаний в периодических плоскостях двумерного электронного газа. При уменьшении толщины барьеров AlAs эффекты туннелирования электронов играли все более заметную роль. В случае сверхрешетки с толщиной AlAs в 2 монослоя в спектрах КРС обнаружены пики, соответствующие рассеянию на связанных состояниях фононов с трехмерными плазмонами, т. е. наблюдалась делокализация связанных мод. При этом в данной сверхрешетке наблюдалась свертка акустических фононов, что говорит о ее хорошей периодичности, а в нелегированных сверхрешетках с толщиной AlAs 2 монослоя наблюдалась локализация оптических фононов в слоях GaAs.

PACS: 63.20.Ls

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффекты взаимодействия фононов с другими квазичастицами в твердых телах привлекают внимание исследователей на протяжении многих лет [1]. Впервые проявление взаимодействия коллективных возбуждений электронного газа (плазмонов) с фононами в объемных полярных полупроводниках в спектрах комбинационного рассеяния света (КРС) наблюдалось почти 40 лет назад [2]. С развитием техники появилась возможность изготавливать и исследовать структуры пониженной размерности, и в структуре металл–окисел–кремний *p*-типа при инверсии носителей заряда в тонком приповерхностном слое в спектрах КРС был обнаружен пик от двумерного (*2D*) плазмона [3]. В теоретических работах методом самосогласованного поля были рассчитаны дисперсии *2D*-плазмонов в одиночной квантовой

яме [4] и в периодических массивах *2D*-слоев электронного газа [5]. Экспериментальные работы по исследованию фонон-плазмонного взаимодействия методом спектроскопии КРС были выполнены либо для гетероструктур GaAs-(AlGa)As с одиночными квантовыми ямами, либо для достаточно толстых сверхрешеток с толщиной барьеров AlAs 250 Å и выше [6].

До настоящего времени появляются теоретические работы, посвященные расчетам плазменных колебаний в сверхрешетках [7–9]. Однако экспериментально процессы фонон-плазмонного взаимодействия в туннельно-тонких сверхрешетках, а также в системах со сложным фононным спектром практически не исследованы. Ранее авторами наблюдалось проявление эффекта делокализации электронов в спектрах КРС фонон-плазмонных мод в сверхрешетке GaAs/AlAs при уменьшении толщины слоев GaAs и, соответственно, выталкивании уровня

*E-mail: volodin@isp.nsc.ru

электронов из ям (формирование сверхрешетки второго типа) [10]. Интересным представляется исследование фонон-плазмонного взаимодействия в сверхрешетке GaAs/AlAs при переходе от отдельных (связанных только кулоновским взаимодействием) периодических слоев электронного 2D-газа к туннельно-связанным слоям (сверхрешетка остается гетероструктурой первого типа с образованием подзон в направлении роста при уменьшении ширины барьера AlAs), чему и посвящена данная работа.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Набор нелегированных и легированных сверхрешеток GaAs/AlAs был изготовлен с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией (001). Толщина слоев AlAs менялась от половины монослоя до 17 монослоев, толщина слоев GaAs составляла от 5 до 25 монослоев. Рост осуществлялся при температуре подложки 550 °C в условиях структурной перестройки типа (2 × 4) для поверхностей как GaAs, так и AlAs, что контролировалось с использованием метода дифракции быстрых электронов. Некоторые сверхрешетки были однородно легированы кремнием, концентрация кремния составляла $2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что по оценкам при комнатной температуре дает объемную концентрацию электронов $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Все сверхрешетки были покрыты защитным слоем GaAs толщиной 50 Å. Спектр фононов и смешанных фонон-плазмонных мод исследовался с помощью спектроскопии КРС. Спектры КРС регистрировались при комнатной температуре и при температуре 77 К в геометрии квазиобратного рассеяния на автоматизированном спектрометре на базе монохроматора ДФС-52 (производство ЛОМО, Санкт-Петербург) с использованием линии Ar-лазера 488 нм (2.54 эВ). Спектрометр оборудован фотоэлектронным умножителем (ФЭУ-79), охлаждаемым элементами Пельте и работающим в режиме счета фотонов. Все спектры регистрировались в стоковой области. Для поляризационных измерений использовались бипризма Глана и деполаризующий клин. Спектры КРС в акустической области регистрировались в условиях вакуума (давление 20 Па), для того чтобы избежать паразитных линий рассеяния на колебательных и вращательных модах газов, присутствующих в атмосфере.

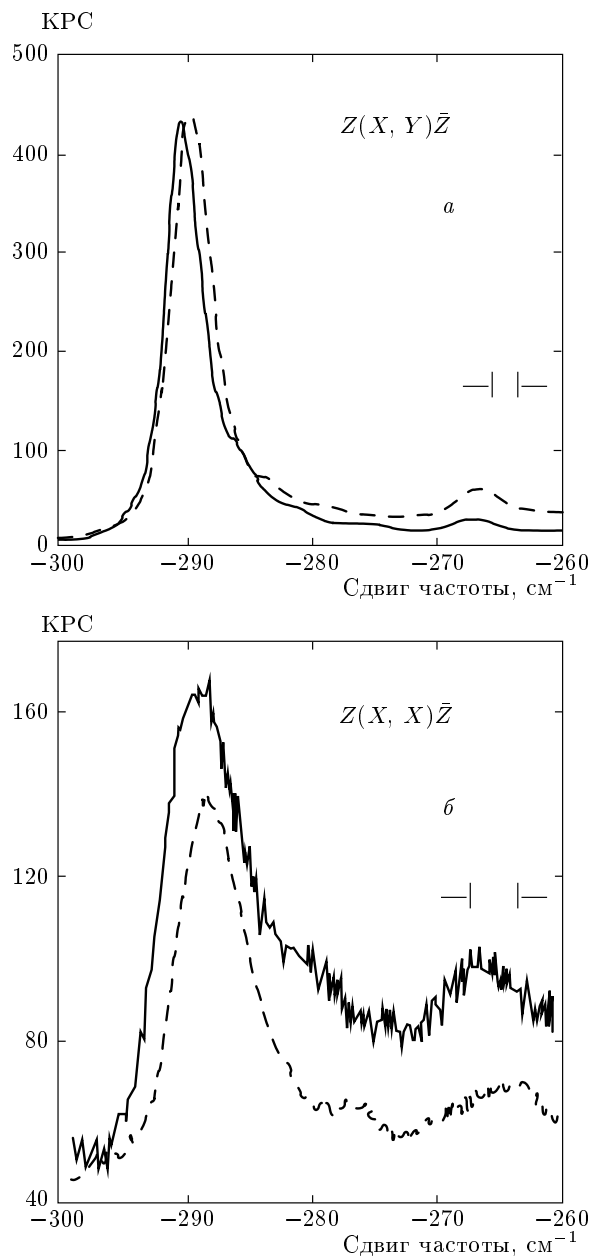


Рис. 1. Спектры КРС ($T = 300 \text{ К}$) нелегированной (сплошная линия) и легированной (штриховая линия) сверхрешеток GaAs₁₇/AlAs₁₇ в различных поляризационных геометриях (оптический диапазон)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Случай слабого туннелирования (изолированные слои электронного 2D-газа)

На рис. 1 представлены спектры КРС нелегированной и легированной сверхрешеток GaAs₁₇/AlAs₁₇ (50 периодов). В поляризационной

геометрии $Z(XY)\bar{Z}$ видны нечетные локализованные моды (в слое GaAs помещается нечетное количество полуволн), в геометрии $Z(XX)\bar{Z}$ видны четные локализованные моды [11]. Оси X , Y и Z соответствуют кристаллографическим направлениям соответственно [100], [010] и [001]. Пик рассеяния на локализованных продольных оптических (ЛО) фононных модах имеет частоту 291 см^{-1} , что весьма близко к частоте ЛО-фонона в объемном GaAs. Частота длинноволнового поперечного оптического (ТО) фонона в объемном GaAs составляет 267 см^{-1} . Видно, что легирование не приводит к заметному изменению спектра КРС, пики в легированной сверхрешетке лишь немного сдвинуты в сторону меньших частот. Оценим, к чему привело бы фонон-плазмонное взаимодействие при том же уровне легирования в случае объемного материала. Частота плазмона с волновым вектором много меньшим волнового вектора Ферми равна ([2] и ссылки в ней)

$$\Omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m^* \varepsilon_\infty, \quad (1)$$

где N — объемная концентрация носителей заряда, e — заряд электрона, m^* — эффективная масса, ε_∞ — диэлектрическая проницаемость для частот много больше фононных (но меньше оптических частот). Фермиевское волновое число для электронов в GaAs с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет $3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, тогда как максимально возможное (при рассеянии назад фотона с длиной волны 488 нм) волновое число квазичастицы составляет 10^6 см^{-1} . Известно, что поправка к частоте плазмона вследствие дисперсии пропорциональна квадрату волнового числа q [12]:

$$\Omega_p^2(q) = \Omega_p^2(0) + \frac{3}{5} q^2 v_F^2.$$

Для данной концентрации скорость Ферми v_F составляет $5.4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и поправка к плазменной частоте не превышает 5%. Тогда с хорошей точностью полная диэлектрическая проницаемость кристалла (с учетом вклада фононов и плазмонов) равна

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_\infty \left(\frac{\omega_{LO}^2 - \omega^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2} - \frac{\Omega_p^2}{\omega^2} \right). \quad (2)$$

Нули диэлектрической проницаемости соответствуют возникновению самопроизвольных колебаний. Тогда частоты связанных фонон-плазмонных мод (помечены плюсом и минусом) равны

$$\omega_{L+,L-}^2 = \frac{1}{2} \left\{ (\Omega_p^2 + \omega_{LO}^2) \pm \left[(\Omega_p^2 + \omega_{LO}^2)^2 - 4\Omega_p^2 \omega_{TO}^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (3)$$

Из анализа формулы (3) следует, что в объемном GaAs при концентрации электронов приблизительно от $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и выше фонон-плазмонное взаимодействие становится существенным и невозможно выделить «чистые» фононные или плазменные моды. В спектрах КРС должны наблюдаться L^+ -моды с частотами заметно большими частот ЛО-фононов и L^- -моды с частотами несколько меньшими частот поперечных оптических (ТО) фононов. Ничего подобного не наблюдается в эксперименте (рис. 1, область частот L^- -моды). В области высоких частот также не наблюдался пик от рассеяния на L^+ -моды. Естественно предположить, что это следствие модификации энергетического спектра электронов в сверхрешетке. По простым оценкам, исходя из модели Кронига–Пенни и приближения эффективных масс, уже при ширине ямы GaAs 250 \AA (барьеры из AlAs) разница между нулевым и первым уровнями квантования составляет 0.026 мэВ (комнатная температура в энергетических единицах). В случае ям GaAs шириной 50 \AA (разделены барьерами AlAs шириной 50 \AA) все свободные электроны (поверхностная концентрация $N_S = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) находятся на нулевом уровне с волновым вектором Ферми в плоскости $3.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$. В подобной структуре возможно возникновение коллективных колебаний периодических плоскостей электронного $2D$ -газа ($2D$ -плазмонов) с частотами, лежащими в акустической области [6].

Вообще говоря, в системе M периодических слоев электронного $2D$ -газа, связанных кулоновским взаимодействием, возникает M плазменных мод, из которых $(M - 1)$ затухающие [5]. Известно, что дисперсия незатухающей моды такова, что при нулевой проекции волнового вектора на плоскость частота ее стремится к нулю [5]:

$$\omega_{2Dplasm} = \left(\frac{2\pi N_S e^2}{\varepsilon_M m^*} k_{\parallel} \frac{\text{sh}(k_{\parallel} d)}{\text{ch}(k_{\parallel} d) - \cos(k_{\perp} d)} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где ε_M — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей электронный $2D$ -газ (в нашем случае эффективная диэлектрическая проницаемость сверхрешетки), d — период сверхрешетки, k_{\perp} — компонента волнового вектора, перпендикулярная сверхрешетке, k_{\parallel} — компонента волнового вектора, параллельная плоскости электронного $2D$ -газа. Таким образом, для обнаружения $2D$ -плазмона необхо-

дима геометрия рассеяния, при которой фотон передает часть импульса параллельно сверхрешетке. Была применена геометрия рассеяния, в котором угол между волновыми векторами падающего и рассеянного фотонов составлял 90° . В такой геометрии, если угол падения равен θ , передаваемый в плоскости волновой вектор равен [6]

$$k_{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda}(\sin \theta - \cos \theta). \quad (5)$$

В нашем случае для длины волны 488 нм и угла падения 68° данная компонента волнового вектора составляет $7.1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Компонента волнового вектора, передаваемого фотону перпендикулярно плоскости образца, составляет

$$k_{\perp} = \frac{2 \cdot 2\pi n}{\lambda} \cos \theta', \quad (6)$$

где n — показатель преломления сверхрешетки, θ' — угол преломления, двойка обусловлена тем, что при квазиобратном рассеянии фотон практически меняет направление своего импульса (небольшим изменением модуля волнового числа в стоксовом процессе пренебрегаем). Поскольку показатель преломления сверхрешетки довольно большой (около 4), угол преломления мал и перпендикулярная составляющая волнового вектора равна 10^6 см^{-1} .

Обратимся к формуле (4). Если $k_{\parallel}d \gg 1$, то

$$\omega_{2Dplasm} = \left(\frac{2\pi N_S e^2}{\epsilon_M m^*} k_{\parallel} \right)^{1/2}.$$

Тогда гетероструктуру можно рассматривать как набор не связанных кулоновским взаимодействием квантовых ям [5], в этом случае $2D$ -плазмоны различных плоскостей не взаимодействуют с друг другом, их частота не зависит от k_{\perp} , а от k_{\parallel} зависит корневым образом [4]. Период d для наших экспериментальных условий в таком случае должен быть много больше 1000 \AA . Если $k_{\parallel}d \ll 1$ и $k_{\perp}d \ll 1$, то из асимптотики разложения $\cos(k_{\perp}d)$ по гиперболическим косинусу и синусу (формула (4) в работе [8])

$$\omega_{plasm} = \left(\frac{2\pi N_S e^2}{\epsilon_M m^* d} \right)^{1/2},$$

все сводится к объемному случаю, а частоты смешанных фонон-плазмонных мод можно определить из формулы (3). Отметим, что в нашем эксперименте условие $k_{\perp}d \ll 1$ не выполняется даже для самых короткопериодных сверхрешеток $\text{GaAs}_5/\text{AlAs}_5$, где данный параметр равен 0.3.

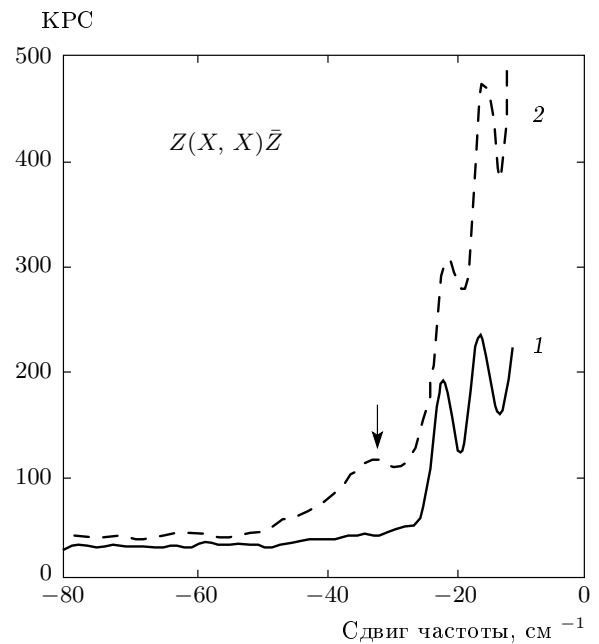


Рис. 2. Спектры КРС ($T = 300 \text{ K}$) нелегированной (непрерывная линия) и легированной (штриховая линия) сверхрешеток $\text{GaAs}_{17}/\text{AlAs}_{17}$ (акустический диапазон). Стрелкой показана рассчитанная частота $2D$ -плазмона

На рис. 2 представлены спектры КРС нелегированной и легированной сверхрешеток $\text{GaAs}_{17}/\text{AlAs}_{17}$ в акустической области частот. Спектры зарегистрированы при комнатной температуре в геометрии, описанной выше. В спектре нелегированной сверхрешетки виден дублет вследствие рассеяния на свернутых продольных акустических (LA) модах. Явление свертки акустических фононов в сверхрешетке изучено достаточно подробно [11]. Положение дублета хорошо соответствует значению, рассчитанному в рамках модели, детали которой будут описаны ниже. Некоторые особенности в спектре нелегированной сверхрешетки в районе 60 см^{-1} могут быть связаны с рассеянием на свернутых модах более высокого (третьего) порядка. В спектрах легированной сверхрешетки помимо некоторого сдвига дублета в область меньших частот ясно наблюдается пик с положением примерно 33 см^{-1} . Рассчитаем частоту $2D$ -плазмона, используя результаты работы [5]. Во-первых, для данной сверхрешетки справедливо приближение плоскостей электронного газа, связанных кулоновским взаимодействием, так как для периода в 100 \AA имеем $k_{\parallel}d \approx 0.07$, а $k_{\perp}d = 1$. Тогда

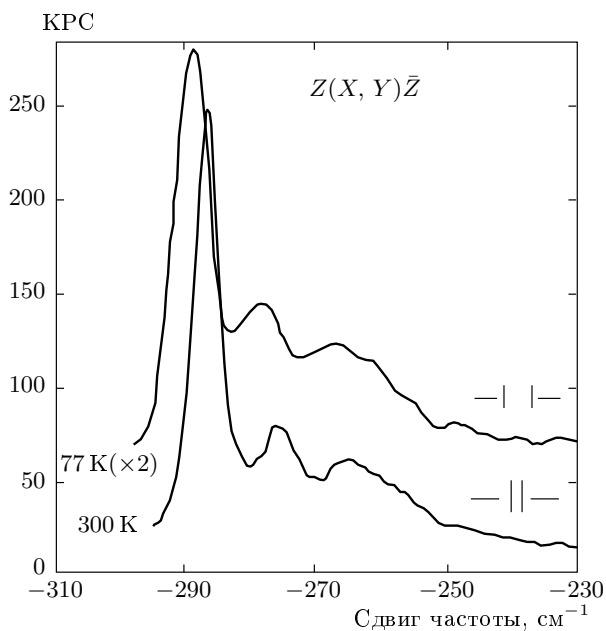


Рис. 3. Спектры КРС легированной сверхрешетки GaAs₅/AlAs₅ (оптический диапазон)

формулу (4) можно упростить [5, 6]:

$$\omega_{2Dplasm} = k_{\parallel} \left(\frac{2\pi N_S e^2}{\epsilon_M m^*} \frac{d}{1 - \cos(k_{\perp} d)} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Тогда рассчитанная частота 2D-плазмона составляет 35 см⁻¹, что соответствует экспериментально наблюдаемому значению. При варьировании угла падения частота плазмона также смещается — этот эффект наблюдался экспериментально в работе [6]. Наблюдаемое смещение LA1-дублета в легированной сверхрешетке может быть вследствие взаимодействия свернутых LA-фононов с 2D-плазмонами. Плазмоны экранируют кулоновское взаимодействие катионов и анионов, изменяя частоту колебаний. Подобное явление не наблюдалось ранее, так как исследовались сверхрешетки с периодом примерно на порядок большим [6] и, соответственно, свернутые моды не могли быть разрешены.

3.2. Легированные GaAs/AlAs-сверхрешетки с туннельно-тонкими барьерами

На рис. 3 представлены спектры легированной сверхрешетки (100 периодов) GaAs₅/AlAs₅ (001) в области частот оптических колебаний GaAs. Уровень легирования сверхрешетки также составлял 2 · 10¹⁸ см⁻³ (в пересчете на объемную концентрацию) с учетом того, что период этой сверхрешет-

ки составляет 28 Å, поверхностная концентрация $N_S = 5.6 \cdot 10^{11}$ см⁻². По оценкам согласно модели Кронига–Пенни туннелирование в данной сверхрешетке уже существенно и ширина минизоны составляет примерно 100 мэВ, так что электроны делокализованы. В спектрах КРС доминирует пик от рассеяния на первой локализованной продольной оптической моде (LO1). Виден также пик от рассеяния на локализованной моде третьего порядка (положение примерно 276 см⁻¹ при комнатной температуре). Виден сдвиг пиков в сторону больших частот при понижении температуры образца вследствие ангармонизма колебаний. Наличие локализованных мод (вплоть до 5-го и 7-го порядков) характерно для нелегированных сверхрешеток [11]. Нехарактерным является наличие достаточно интенсивного и широкого пика в районе 267 см⁻¹.

Для геометрии квазиобратного рассеяния от поверхности (001) кристалла с решеткой типа цинковой обманки тензоры КРС следующие:

$$LO - \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad TO_x - \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix};$$

$$TO_y - \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Поперечные оптические моды TO_x и TO_y соответствуют смещениям атомов вдоль осей X [100] и Y [010]. Согласно правилам отбора, LO-моды проявляются в геометрии Z(XY)Z-bar, а обе TO-моды запрещены в любой геометрии, так как вектор напряженности электрического поля лежит (при строго обратном рассеянии) в плоскости XY. Вследствие некоторого отклонения геометрии от идеального обратного рассеяния, а также вследствие нарушения симметрии (механические напряжения, дефекты) TO-моды также проявляются в спектрах объемного GaAs и в спектрах сверхрешетки GaAs/AlAs (см., например, рис. 1), но их интенсивность в 30 раз меньше интенсивности LO-мод. В легированной сверхрешетке с барьерами и ямами в 5 монослоев (рис. 3) интегральная интенсивность пика с максимумом 267 см⁻¹ сравнима с интенсивностью пика от LO1-моды. Предположительно это связано с проявлением фонон-плазмонного взаимодействия. В данном случае туннельно-тонкой сверхрешетки не работает ни «объемная» модель, ни «двумерная» модель, учитывающая образование 2D-плазмонов.

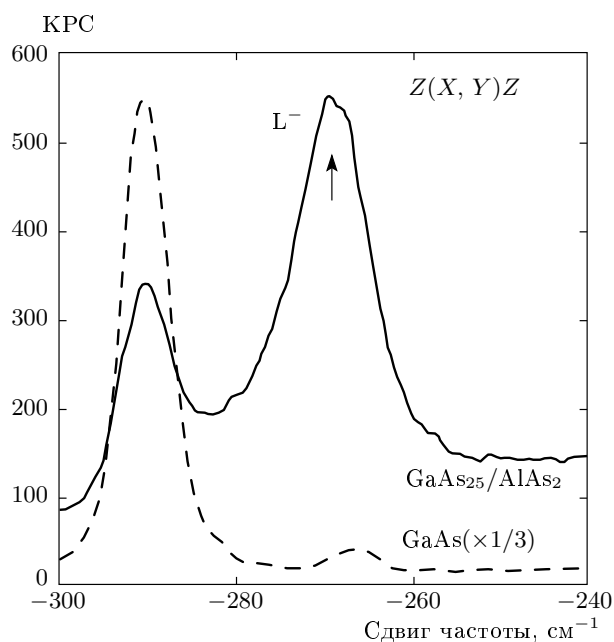


Рис. 4. Спектры КРС ($T = 300$ К) легированной (сплошная линия) сверхрешетки $\text{GaAs}_{25}/\text{AlAs}_2$ и объемного GaAs (штриховая линия).

Подход для расчета фонон-плазмонного взаимодействия в гетероструктурах со сложным фононным спектром развит ранее [13,14], и некоторые его детали будут изложены ниже. Рассмотрим сверхрешетку с ультратонкими барьерами AlAs , в которых эффекты туннелирования электронов играют определяющую роль. Была исследована сверхрешетка $\text{GaAs}_{25}/\text{AlAs}_2$ (50 периодов), легированная кремнием с той же концентрацией, что и ранее исследованные сверхрешетки. Спектр КРС данной сверхрешетки в области частот оптических колебаний GaAs представлен на рис. 4. Для сравнения также приведен спектр объемного полупроводящего GaAs . В спектре легированной сверхрешетки видна интенсивная фонон-плазмонная L^- -мода. Пик с максимумом в районе 290 см^{-1} обусловлен, по-видимому, вкладом от нелегированного защитного слоя GaAs (который для этой сверхрешетки был толще, чем обычно, и составлял 400 \AA). Данная сверхрешетка была также исследована в области частот L^+ -моды (рис. 5). Обнаружен широкий пик с максимумом примерно 750 см^{-1} . Если предположить, что электронный спектр сверхрешетки близок к объемному, то оцененная из формулы (3) концентрация электронов должна составлять $(4-4.5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для более точной оценки необходим расчет с учетом неравенства нулю волнового вектора, непараболичности до-

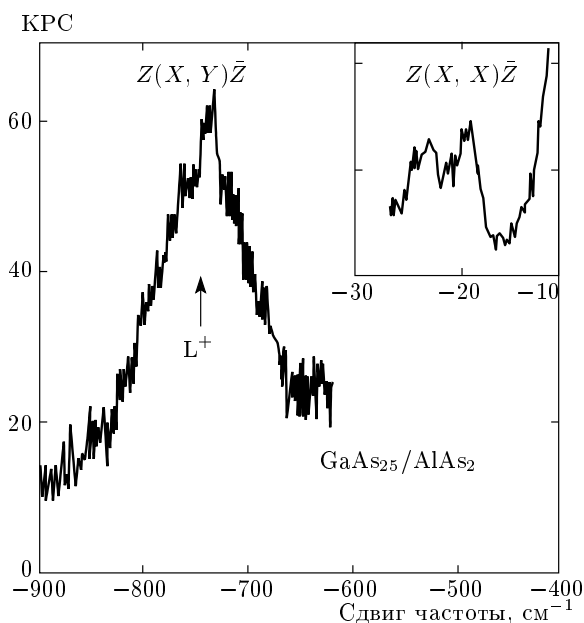


Рис. 5. Спектр КРС ($T = 300$ К) легированной сверхрешетки $\text{GaAs}_{25}/\text{AlAs}_2$ в диапазоне частот L^+ -моды. На вставке — спектр того же образца в акустической области

лин, реального электронного спектра, влияния оптических фононов, локализованных в слоях AlAs .

Чтобы убедиться в том, что исследованная структура представляла сверхрешетку с хорошей периодичностью, был зарегистрирован спектр КРС в акустической области (вставка к рис. 5). На спектре виден дублет от свернутой моды первого порядка — LA_1 . Для точного определения периода сверхрешетки было проведено численное моделирование ее фононного спектра. Собственные частоты и собственные векторы вычислялись в расширенной модели Борна. Учет кулоновского взаимодействия катионов и анионов осуществлялся в модели жестких ионов. Константы жесткости и эффективный заряд были найдены из аппроксимации рассчитанных дисперсий объемного GaAs к экспериментальным данным по рассеянию медленных нейтронов в GaAs при температуре 10 К [15]. Следует отметить, что частоты фононов рассчитаны также для температуры 10 К , и для сопоставления с экспериментальными данными при других температурах необходимо учесть сдвиг частот $\delta\omega/\delta T = -1.35 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ [16]. Для моделирования фононов в гетероструктурах GaAs/AlAs использовался метод масс-замещения. Более детально расчеты описаны в работах [13,17]. На рис. 6 представлена дисперсия акустических и оптических мод в направлении роста сверхрешетки. Линией по-

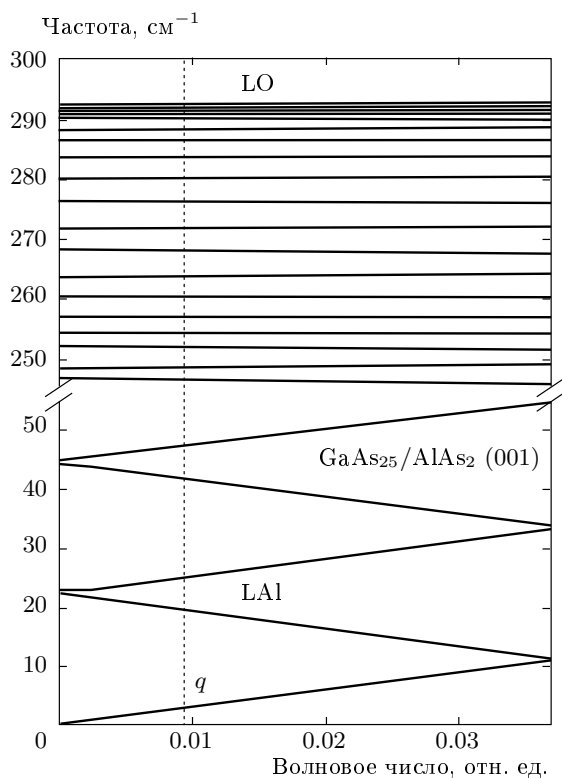


Рис. 6. Рассчитанная дисперсия фононов в сверхрешетке GaAs₂₅/AlAs₂

казан волновой вектор, передаваемый фотону при обратном рассеянии. Из сравнения рассчитанных (рис. 6) и экспериментальных (вставка на рис. 5) данных о положении LA1-дублета видно очень хорошее их соответствие. Таким образом, исследуемая структура имеет хорошую периодичность, однако фонон-плазмонные моды в ней делокализованы. Интересно выяснить, что играет большую роль в делокализации — туннельная прозрачность AlAs-барьеров для электронов или их прозрачность для оптических фононов GaAs-типа. Для исследования данного вопроса был проведен следующий эксперимент.

3.3. Делокализация оптических фононов в сверхрешетке GaAs/AlAs с ультратонкими (вплоть до субмонослойных) слоями

Для того чтобы выяснить, какой толщины слоя AlAs достаточно для эффективного затухания оптических колебаний GaAs-типа, были выращены и исследованы нелегированные сверхрешетки GaAs₈/AlAs_{*m*} (001). Каждая содержала 100 периодов, а толщина AlAs (в монослоях) варьировалась и составляла 8, 2, 1 и 0.5 (всего 4 образца). На

рис. 7 приведены спектры КРС этих сверхрешеток в области частот оптических колебаний GaAs- и AlAs-типов. В области частот оптических колебаний AlAs-типа в спектрах сверхрешеток, содержащих AlAs толщиной 8, 2 и 1 монослой, присутствуют пики, обусловленные рассеянием на локализованных модах LO (380–400 см⁻¹) и TO (360 см⁻¹), а также широкий пик между TO- и LO-модами, который соответствует рассеянию на интерфейсных модах. При уменьшении толщины AlAs видно смещение пиков в сторону меньших частот. В спектре сверхрешетки, содержащей половину монослоя AlAs, видны локальные колебания Al в матрице GaAs. В области оптических колебаний мод GaAs-типа также видны пики рассеяния на LO- и TO-модах. При этом в спектрах сверхрешеток, содержащих AlAs толщиной 8 и 2 монослоя, присутствуют пики, обусловленные рассеянием на локализованных LO-модах более высокого порядка. В сверхрешетках с тонкими слоями AlAs эти моды практически не проявляются, по-видимому, такой малой толщины уже недостаточно для локализации оптических фононов.

Необходимо внести некоторую терминологическую ясность, что понимается под локализованными и свернутыми фононами. Колебания с частотами LO-мод GaAs-типа (около 290 см⁻¹) попадают в щель дисперсии между LO- и LA-фононами в AlAs и экспоненциально затухают в глубь слоя AlAs. Вообще говоря, несмотря на затухание данный фонон является общим для всей сверхрешетки независимо от толщины барьера. Поэтому в первых работах по сверхрешеткам GaAs/AlAs подобные фононы также называли свернутыми по аналогии с акустическими фононами [18]. Однако, если толщина барьера AlAs достаточно велика, частота оптических фононов GaAs-типа практически не зависит от полного периода сверхрешетки, а зависит только от толщины GaAs. При этом частоты таких фононов практически не зависят от волнового вектора — такие ветки бездисперсионны. В этом случае говорят о локализованных модах [19].

Для того чтобы подтвердить, что оптические фононы GaAs-типа в сверхрешетках, содержащих AlAs толщиной 2 монослоя, локализованы, а не свернуты, было проведено моделирование фононного спектра в модели, изложенной выше. Результаты моделирования представлены на рис. 8. Видно, что оптические фононы GaAs-типа практически бездисперсны для сверхрешеток с барьерами в 2 монослоя AlAs, а в случае уменьшения толщины барьера до 1 монослоя их дисперсия уже существенна. Таким образом,

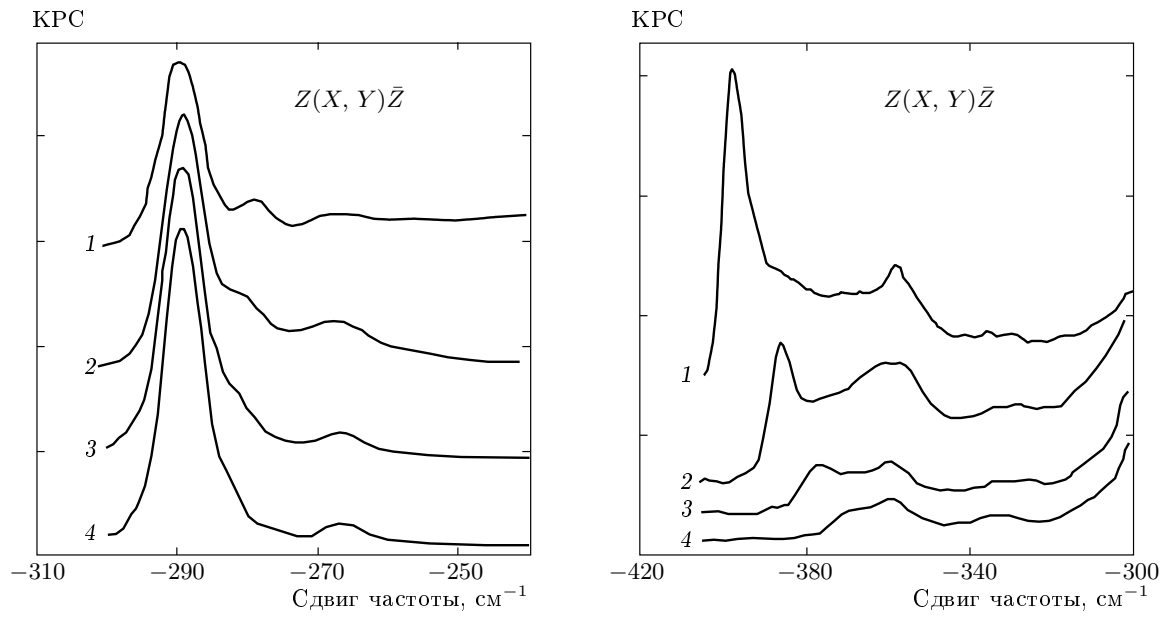


Рис. 7. Спектры КРС ($T = 300$ К) нелегированных сверхрешеток $\text{GaAs}_8/\text{AlAs}_m$: 1 — $m = 8$; 2 — $m = 2$; 3 — $m = 1$; 4 — $m = 0.5$

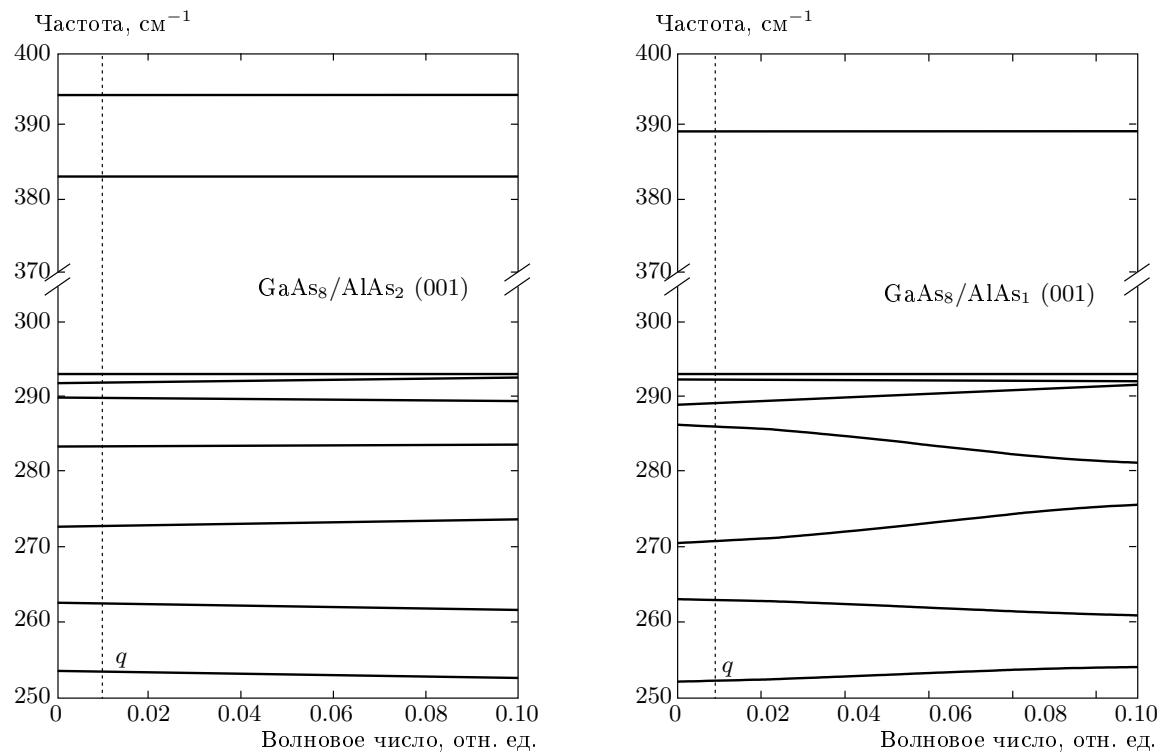


Рис. 8. Рассчитанные дисперсии оптических фононов в сверхрешетках $\text{GaAs}_8/\text{AlAs}_2$ и $\text{GaAs}_8/\text{AlAs}_1$

и по результатам моделирования, и по результатам эксперимента для локализации оптических фононов в слоях GaAs достаточно барьера AlAs в 2 моно-слоя. Значит, наблюдаемая делокализация смешанных фонон-плазмонных мод в легированной сверхрешетке GaAs₂₅/AlAs₂ обусловлена туннельной прозрачностью барьеров AlAs для электронов.

4. ВЫВОДЫ

В легированной сверхрешетке GaAs₁₇/AlAs₁₇ (001) с применением методики КРС обнаружен 2D-плазмон. Экспериментально обнаруженный сдвиг дублета свернутых продольных акустических фононов в данной сверхрешетке может быть проявлением взаимодействия акустических фононов с 2D-плазмоном. Экспериментально исследован эффект делокализации смешанных фонон-плазмонных мод в легированных сверхрешетках GaAs/AlAs (001) при утоньшении барьеров AlAs. Показано, что для эффективной локализации оптических фононов в слоях GaAs в нелегированных сверхрешетках достаточно барьера AlAs толщиной 2 моно-слоя. Эффект делокализации смешанных мод предположительно обусловлен туннельной прозрачностью барьеров AlAs для электронов.

Авторы признательны А. И. Торопову, Н. Т. Мошегову, В. В. Преображенскому и Б. Р. Семягину за приготовление экспериментальных образцов, А. О. Говорову за полезные дискуссии.

Работа частично выполнена в рамках Интеграционного проекта СО РАН № 33.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Light Scattering in Solids IV. Electronic Scattering, Spin Effects, SERC, and Morphic Effects*, ed. by M. Cardona and G. Günterodt, Springer-Verlag, Berlin (1982).
2. A. Mooradian and G. B. Wright, Phys. Rev. Lett. **16**, 999 (1966).
3. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
4. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
5. S. Das Sarma and J. J. Quinn, Phys. Rev. B **25**, 7603 (1982).
6. Diego Olego, A. Pinczuk, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Phys. Rev. B **26**, 7867 (1982).
7. Р. З. Витлина, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **81**, 758 (2005).
8. Л. А. Фальковский, Е. Ж. Мищенко, Письма в ЖЭТФ **82**, 103 (2005).
9. В. Е. Бисти, В. Е. Кирпичев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **83**, 300 (2006).
10. В. А. Володин, М. Д. Ефремов, В. В. Преображенский, Б. Р. Семягин, В. В. Болотов, В. А. Сачков, Е. А. Галактионов, А. В. Кретинин, Письма в ЖЭТФ **71**, 698 (2000).
11. *Light Scattering in Solids V. Superlattices and Other Microstructures*, ed. by M. Cardona and G. Günterodt, Springer-Verlag, Berlin (1989).
12. Д. Пайнс, *Элементарные возбуждения в твердых телах*, Мир, Москва (1965), с. 195.
13. В. А. Сачков, В. В. Болотов, В. А. Володин, М. Д. Ефремов, *Фононы в структурах на основе GaAs и AlAs: численное моделирование и эксперимент*, Препринт ИМСЭ СО РАН 2000-01, Омск (2000), с. 1.
14. V. A. Volodin, M. D. Efremov, V. A. Sachkov, V. V. Preobrazhenski, B. R. Semyagin, E. A. Galaktionov, and D. A. Orehov, Nanotechnology **12**, 508 (2001).
15. D. Strauch and B. Dorner, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 1457 (1990).
16. B. Jusserand and J. Sapriel, Phys. Rev. B **24**, 7194 (1981).
17. M. D. Efremov, V. A. Volodin, V. V. Preobrazhenski, B. R. Semyagin, V. A. Sachkov, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, I. P. Soshnikov, D. Litvinov, A. Rosenauer, and D. Gerthsen, in: *Trends in Nanotechnology Research*, ed. by Eugene V. Dirote, Nova Science Publishers Inc., New York (2004), Chapter 7, p. 145.
18. B. Jusserand, D. Paquet, and A. Regreny, Phys. Rev. B **30**, 6245 (1984).
19. D. J. Mowbray, M. Cardona, and K. Ploog, Phys. Rev. B **43**, 1598 (1991).