

## РАСЩЕПЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОННЫХ МОД, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ В КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ GaAs НА ФАСЕТИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ (311)A

*В.А.Володин<sup>1)</sup>, М.Д. Ефремов, В.Я.Принц, В.В.Преображенский,  
Б.Р.Семягин, А.О.Говоров*

*Институт физики полупроводников СО РАН  
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 27 мая 1997 г.

Методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) был обнаружен эффект расщепления по энергии основных локализованных поперечных оптических (TO1) фононных мод в латеральных сверхрешетках и квантовых проволоках GaAs/AlAs, выращенных МЛЭ на фасетированной поверхности (311)A GaAs. Вид тензора КРС позволял, используя различные геометрии рассеяния, отдельно наблюдать моды TO<sub>x</sub> и TO<sub>y</sub>, где оси *y* и *x* – это направления смещения атомов, направленные вдоль и поперек фасеток на поверхности (311)A. Наблюдалось усиление эффекта расщепления мод TO1<sub>x</sub> и TO1<sub>y</sub> при уменьшении средней толщины слоев GaAs с 21 до 8.5 Å. Расщепление предположительно связано с влиянием корrugации гетерограницы GaAs/AlAs (311)A на свойства локализованных фононных мод.

PACS: 63.20.Pw

Одной из актуальных задач современной физики твердого тела является создание и изучение одномерных и нульмерных квантовых объектов (квантовых проволок и точек) нанометровых размеров. В силу ограничений современной литографии, большой интерес вызывает использование свойств самоорганизующих систем для получения нанометровых объектов воспроизводимой формы и размеров в планарном направлении. В этом плане использование эффекта фасетирования высокоиндексных поверхностей GaAs представляет собой одно из перспективных направлений. Эффект фасетирования поверхности (311)A GaAs (возникновение на ней периодического массива микрофасеток вдоль направления (233) с периодом 32 Å в направлении (011̄)) был обнаружен в начале 90-х годов [1–3] и подтвержден многими авторами [4–8]. Высота микрофасеток по данным различных авторов составляет 10.2 Å [1–3] и 3.4 Å [5,6]. В данной работе основное внимание уделено свойствам поперечных оптических фононов в тонких слоях GaAs с корrugированной гетерограницей и в периодическом массиве фононно изолированных квантовых проволок GaAs. Анализ частот локализованных оптических фононов может дополнить имеющиеся литературные данные о структуре микрофасеток на поверхности (311)A GaAs. Создание периодического массива квантовых проволок при смыкании микрофасеток в процессе гетероэпитаксиального роста сверхтонких слоев методом МЛЭ предполагает появление в этой системе анизотропии свойств электронной и фононной подсистем. Особенности электронного спектра и транспорта носителей в подобных структурах изучались как теоретически, так и экспериментально; в частности, в них был обнаружен эффект анизотропии проводимости вдоль и поперек направления фасеток, сохранявшийся вплоть до температуры 500 K

<sup>1)</sup> e-mail: volodin@isp.nsc.ru

[9]. Свойства фононов в сверхрешетках на поверхности (311)А исследовались в работах [10–13]. Однако детальное исследование было проведено, в основном, для относительно толстых слоев GaAs и AlAs (16 монослоев и более) [10–12], тогда как наиболее яркого проявления анизотропии фононных свойств следует ожидать именно в случае, когда толщины слоев сравнимы с высотой микрофасеток. В данной работе предпринята попытка использовать поляризацию поперечных фононов вдоль и поперек квантовых проволок с целью обнаружения расщепления этих мод в случае дополнительной планарной симметрии, связанной с формированием массива квантовых проволок.

Исследуемые структуры выращивались методом МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs (311)А. Латеральные сверхрешетки (ЛСР) представляли собой периодически повторяющиеся модулированные по толщине (гофрированные) слои GaAs и AlAs. Период модуляции соответствует периоду микрофасеток – 32 Å, амплитуда модуляции соответствует глубине микрофасеток. Средняя толщина слоев AlAs для всех образцов составляла 27 Å. Средняя толщина слоев GaAs ( $d_{\text{GaAs}}$ ) в серии из пяти образцов составляла 21, 18, 15, 11.3 и 8.5 Å. Необходимо отметить, что для двух последних образцов средняя толщина слоев GaAs была почти равна, либо даже меньше, чем высота микрофасеток гетерограницы GaAs/AlAs в одной из моделей (10.2 Å, [1–3]), то есть предположительно в этом случае в процессе роста происходило смыкание фасеток соседних слоев AlAs и GaAs образовывал не сплошной гофрированный слой, а периодический массив изолированных квантовых проволок. Все ЛСР содержали по 75 периодов и были покрыты защитным слоем GaAs. Более подробно исследуемые структуры описаны в работе [13]. Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) регистрировались в геометрии квази-обратного рассеяния при комнатной температуре с использованием спектрометра на базе двойного монохроматораДФС-52 и аргонового лазера на моде 488 нм.

Тензоры КРС для поперечных оптических фононов различной поляризации в случае обратного рассеяния от поверхности (311) имеют вид [12]

$$TO_x - \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -d & d \\ -d & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix}, TO_y - \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 3d & 3d \\ 3d & 0 & -2d \\ 3d & -2d & 0 \end{pmatrix}.$$

Моды  $TO_x$  и  $TO_y$  соответствуют поляризации фононов с направлением смещения атомов вдоль направлений  $X$  ( $00\bar{1}$ ) и  $Y$  ( $233$ ), то есть поперек и вдоль фасеток, соответственно, ось  $Z$  направлена вдоль направления (311). Согласно правилам отбора по симметрии, интенсивность КРС пропорциональна квадрату произведения вектора поляризации падающего света на тензор КРС и на вектор поляризации рассеянного света. Векторы, вдоль которых был поляризован либо падающий, либо рассеянный свет, были:  $x - \frac{1}{\sqrt{2}}(00\bar{1})$  и  $y - \frac{1}{\sqrt{22}}(233)$ . Таким образом, в геометрии  $Z(Y\bar{Y})\bar{Z}$  (где вне скобок – направление импульса, а в скобках – направление поляризации падающего и рассеянного фотона) интенсивность КРС на моде  $TO_y$  пропорциональна  $(54/11\sqrt{22})^2 d^2$ , а на моде  $TO_x$  рассеяние запрещено, в геометрии же  $Z(YX)\bar{Z}$  интенсивность КРС на моде  $TO_x$  пропорциональна  $\frac{2}{11}d^2$ , а на моде  $TO_y$  рассеяние запрещено [12]. То есть эти две различные моды наблюдаются в двух различных геометриях и поэтому могут быть с большой точностью разрешены по положению соответствующих им пиков КРС в спектре.

На рис.1 приведены спектры КРС на локализованных в GaAs поперечных оптических модах для образцов соседней толщиной слоев GaAs 21 и

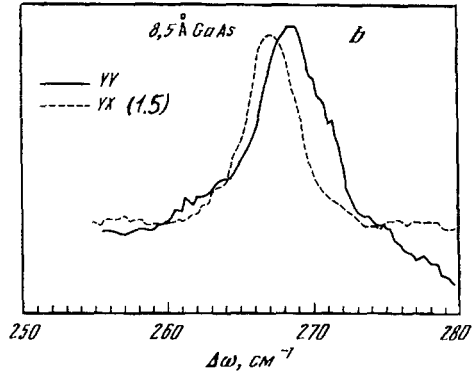
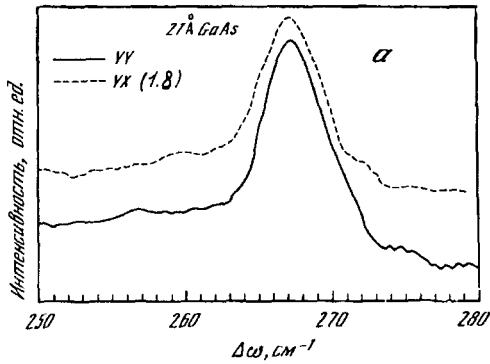


Рис.1. Спектры КРС в геометриях  $Z(Y\bar{Y})\bar{Z}$  (сплошная линия) и  $Z(Y\bar{X})\bar{Z}$  (штриховая линия) для образцов с  $d_{\text{GaAs}}$  21 Å (а) и 8.5 Å (б)

8.5 Å в разных геометриях рассеяния. Хорошо видно, что для образца с  $d_{\text{GaAs}}$  21 Å расщепление основных локализованных мод  $\text{TO}_{1y}$  и  $\text{TO}_{1x}$  почти не проявляется (рис.1а), а для образца с  $d_{\text{GaAs}}$  8.5 Å наблюдается существенное расщепление этих мод (рис.1б). Необходимо также отметить, что интенсивности пиков КРС на модах  $\text{TO}_y$  и  $\text{TO}_x$  различаются в 1.8 раза для сверхрешетки с  $d_{\text{GaAs}}$  21 Å. Это соотношение уменьшается с утоньшением слоев GaAs и составляет 1.5 раза для сверхрешетки с ультратонкими слоями GaAs ( $d_{\text{GaAs}}$  составляет 8.5 Å), тогда как для объемного GaAs эти пики должны различаться по интенсивности примерно в 6 раз, что и наблюдалось при КРС от подложки GaAs (311)А. По-видимому, изменение соотношения интенсивностей КРС а модах  $\text{TO}_y$  и  $\text{TO}_x$  для ЛСР связано с изменением соотношения между суммой проекций поляризуемых связей GaAs на направления вдоль и поперек фасеток вследствие модуляции толщины слоя вдоль одного из направлений – (011).

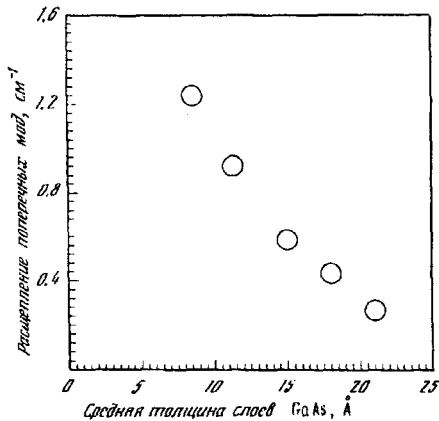


Рис.2. Расщепление частот мод  $\text{TO}_{1y}$  (атомы смещаются вдоль микрофасеток) и  $\text{TO}_{1x}$  (атомы смещаются поперек микрофасеток) в зависимости от средней толщины гофрированных слоев GaAs в ЛСР

Положение каждого пика, соответствующее КРС на различных основных локализованных поперечных оптических модах, было определено с помощью аппроксимации экспериментальных спектров кривой Гаусса с минимизацией

среднеквадратичного отклонения. Точность определения соответствующей частоты колебаний составляла примерно  $0.2 \text{ см}^{-1}$ . Данные о расщеплении частот мод  $TO_1$  различной поляризации для всех исследуемых образцов приведены на рис.2. Видно, что эффект расщепления двух различных мод  $TO_1$  возрастает с уменьшением средней толщины слоев GaAs, причем частота моды  $TO_{1y}$ , в которой атомы колеблются вдоль квантовых проволок, выше, чем частота моды  $TO_{1x}$  (атомы смещаются поперек квантовых проволок). Можно предположить, что данный эффект обусловлен именно влиянием корrugации гетерограницы, а не смешиванием мод  $TO$  с продольными модами вследствие пониженной симметрии направления (311), так как в этом случае, согласно расчетам без учета корrugации, этот эффект присутствует лишь для мод с волновыми векторами примерно в середине зоны Бриллюэна [11]. Эффект усиления расщепления мод  $TO_x$  и  $TO_y$  с уменьшением средней толщины слоев GaAs (рис.2) связан, по-видимому, с возникновением в случае тонких слоев GaAs отдельных квантовых проволок GaAs (а не гофрированных слоев, как в случае относительно толстых слоев GaAs в ЛСР) и, соответственно, с локализацией оптических фононов в дополнительном, латеральном, направлении. Хотя в том направлении проволоки GaAs расположены очень близко друг к другу, оптические фононные моды должны локализоваться в них, так как глубина проникновения оптических фононов из GaAs в AlAs составляет всего один монослой [14, 15].

Необходимо подчеркнуть, что наблюдаемый эффект расщепления по частоте мод  $TO_y$  и  $TO_x$  позволяет нам утверждать, что практически весь сигнал КС мы регистрируем именно от ЛСР, а не от подложки GaAs, так как для длинноволновых колебаний, разрешенных в КРС от объемного GaAs, эти моды вырождены и расщепления поперечных мод на объемном GaAs в эксперименте не наблюдалось. Эффект расщепления этих мод был также подтвержден в эксперименте по КРС на образцах с удаленным защитным слоем GaAs, а также в случае специально приготовленных мембран с удалением подложки GaAs селективным травлением и регистрации сигнала КРС от ЛСР со стороны буферного слоя AlAs.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-02-18422). Авторы также признательны Ученому совету ИФП СО РАН за поддержку данных исследований, выразившуюся в присуждении В.А.Володину стипендии ИФП СО РАН для молодых ученых.

- 
1. R.Notzel, N.N.Ledentsov, L.Dawerits et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3812 (1991).
  2. R.Notzel, N.N.Ledentsov, L.Dawerits et al., Phys. Rev. B **45**, 3507 (1992).
  3. R.Notzel, N.N.Ledentsov, L.Dawerits, and K.Ploog, Surf. Sci. **267**, 209 (1992).
  4. М.В.Белоусов, В.Л.Берковиц, А.О.Гусев и др., ФТТ **36**, 1098 (1994).
  5. M.Wassermeier, J.Sudijono, M.D.Johnson et al., J. of Crystal Growth **150**, 425 (1995).
  6. M.Wassermeier, J.Sudijono, M.D.Johnson et al., Phys. Rev. B **51**, 14721 (1995).
  7. Paulo V.Santos, A.Cantarero, M.Cardona et al., Phys. Rev. B **52**, 1970 (1995).
  8. Z.V.Popovic, M.B.Vukmirovic, Y.S.Raptis et al., Phys. Rev. B **52**, 5789 (1995).
  9. В.Я.Принц, И.А.Панаев, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, Письма в ЖЭТФ **60**, 209 (1994).
  10. М.В.Белоусов, В.Ю.Давыдов, И.Э.Козин и др., Письма в ЖЭТФ **57**, 112 (1993).
  11. Z.V.Popovic, M.Cardona, R.Notzel et al., Phys. Rev. B **49**, 7577 (1994).
  12. A.J.Shields, Z.V.Popovic, M.Cardona et al., Phys. Rev. B **49**, 7584 (1994).
  13. В.А.Володин, М.Д.Ефремов, В.Я.Принц и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 942 (1996).
  14. M.Cardona, Superlattices and Microstructures **5**, 27 (1989).
  15. C.Colvard, T.A.Gant, M.V.Klein et al., Phys. Rev. B **31**, 2080 (1985).