

НАБЛЮДЕНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ LO -ФОНОНОВ В КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ $GaAs$ НА ФАСЕТИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ (311)A

*В.А.Володин, М.Д.Ефремов, В.Я.Принц, В.В.Преображенский,
Б.Р.Семягин*

*Институт физики полупроводников СО РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 20 мая 1996 г.

Методом спектроскопии комбинационного рассеяния света исследовались особенности локализации оптических продольных фононов в латеральных сверхрешетках и квантовых проволоках $GaAs/AlAs$, выращенных на фасетированной поверхности (311)A $GaAs$. Наблюдалось уменьшение частот локализованных фононов при уменьшении средней толщины слоя $GaAs$ с 21 до 15 Å. При дальнейшем уменьшении для значений толщины $GaAs$ 11,3, 8,5 Å был обнаружен эффект резкого увеличения частот локализованных фононов, связанный с формированием массива квантовых проволок. Рассчитанные в рамках модели двумерной цепочки значения частот совпадают с экспериментальными значениями, что позволяет интерпретировать возрастание частоты локализованных фононных состояний как результат квантования фононов в полученном массиве одномерных объектов. Полученные результаты свидетельствуют в пользу модели фасетирования поверхности (311)A $GaAs$ с высотой фасеток 10,2 Å.

PACS: 63.20.Pw

Создание и исследование квантовых объектов атомарных размеров является одним из главных направлений современной физики твердого тела, практическим результатом которого может быть создание квантовых приборов, работающих при комнатной температуре. Большие надежды при создании совершенных квантовых проволок и квантовых точек возлагаются на гетероэпитаксиальные технологии, использующие свойства саморегулирующихся систем, например свойства фасетированной поверхности (311)A $GaAs$. Поверхность (311)A представляет собой высокопериодический массив микроканалов, направленных вдоль кристаллографического направления $(-2\bar{3}3)$ с периодом 32 Å. Определение высоты микроканалов является принципиальным вопросом для анализа возможностей создания квантоворазмерных приборов на основе эффекта фасетирования. Высота микроканалов в одной из моделей составляет 10,2 Å [1–3], в другой – 3,4 Å [4], или 6 и 2 монослоя, соответственно, так как толщина монослоя в направлении (311) составляет 1,7 Å.

Достижения в технологии роста полупроводниковых гетероструктур сделали возможным создание на поверхности (311)A $GaAs$ латеральных сверхрешеток (ЛСР) $GaAs/AlAs$ и массивов сверхтонких квантовых проволок $GaAs$, размеры которых можно контролировать с высокой точностью, что позволило обнаружить высокотемпературную анизотропию проводимости [5] в данных структурах. Исследование локализации продольных (LO) и поперечных (TO) оптических фононов было проведено для подобных ЛСР с относительно толстыми слоями $GaAs$ [6,7]. Однако особый интерес представляет влияние гофрировки гетерограницы $GaAs/AlAs$ на фононные свойства, которое должно проявляться для существенно более тонких слоев $GaAs$, что практически

не изучено в настоящее время. Таким образом, целью настоящей работы является исследование свойств локализованных LO -фононов в гетероструктурах GaAs/AlAs (311) при переходе от ЛСР к массиву квантовых проволок GaAs с уменьшением толщины слоя GaAs.

Исследуемые структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (311)A (разориентация $< 15'$) с буферным слоем эпитаксиальных полуизолирующих GaAs (0.2 мкм) и AlAs (0.1 мкм). При гетероэпитаксиальном росте происходит заполнение арсенидом галлия микроканалов на поверхности AlAs с последующим формированием фасеток GaAs, то есть происходит формирование либо массива GaAs-проводок, либо высокопериодичных гофрированных ЛСР, в зависимости от толщины слоев GaAs. Для более четкого формирования фасеток после каждой стадии эпитаксиального роста структуры некоторое время выдерживались при температуре роста при закрытых Ga и Al заслонках. На рис.1 показано сечение одного периода исследуемых образцов в плоскости (-233) . Сверхрешетка представляла собой 25 периодов по два слоя: слой AlAs с одинаковой для всех образцов средней толщиной 27 \AA и слой GaAs, средняя толщина которого (d_{GaAs}) варьировалась для различных образцов от 21 до 8.5 \AA . Все структуры содержали по 3 таких сверхрешетки, разделенные легированными Be барьерами AlAs толщиной 350 \AA , и были покрыты защитным слоем GaAs толщиной 250 \AA . Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) регистрировались при комнатной температуре с использованием двойного спектрометра. Линия аргонового лазера 488 нм использовалась в качестве накачки. Все спектры записывались в геометрии квази-обратного рассеяния $Z(XX)\bar{Z}$, где оси Z и X соответствуют кристаллографическим направлениям (311) и (01-1), соответственно. Данные КРС на структурах с удаленным защитным слоем и подложкой, а также данные фотолюминесценции показали, что излучение накачки поглощается в объеме ЛСР (то есть сверхрешетки не прозрачны для этой длины волны) и сигнал соответствует КРС именно в этом объеме.

Полученные спектры КРС представлены на рис.2. В спектрах наблюдаются пики, соответствующие рассеянию на основных нечетных локализованных модах продольных оптических ($LO1$) и поперечных оптических ($TO1$) фононов, так как для данной геометрии рассеяния обе эти моды активны в КРС [6–8]. Пики, расположенные между $LO1$ и $TO1$ пиками, наблюдаемые в спектрах образцов 1–3, соответствуют рассеянию на нечетных локализованных продольных оптических модах более высокого порядка ($LO3$). На рис.2 стрелками показаны частоты этих мод, рассчитанные нами в модели линейных цепочек без учета гофрировки границ раздела GaAs–AlAs. В случае сравнительно большой толщины слоев GaAs положение экспериментально наблюдаемых пиков соответствует расчетным частотам $LO3$ -фононов. При уменьшении толщины слоя GaAs происходит смещение $LO3$ пика в сторону меньших энергий, что соответствует дисперсионной зависимости для оптических фононов в GaAs, а также уменьшение его интенсивности, что связано с тем, что случайные флуктуации границы раздела GaAs–AlAs на 1–2 монослоя от идеальной гетерограницы, которые обычно имеют место при гетероэпитаксиальном росте, играют существенно более заметную роль для локализованных оптических фононных мод высокого порядка в случае более тонких слоев GaAs.

Экспериментальные значения частот $LO1$ -мод для образцов с различными d_{GaAs} приведены на рис.3. Эти значения получались из подгонки экспери-

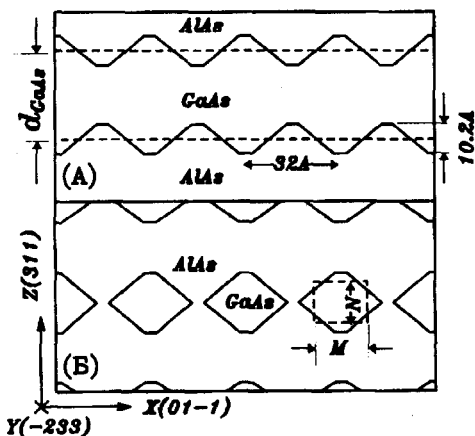


Рис.1. Сечение образцов в плоскости (-233) : сплошные линии – реальное сечение; штриховые линии – сечение, используемое в моделировании: а) случай гофрированных сверхрешеток, б) случай массива из квантовых проволок

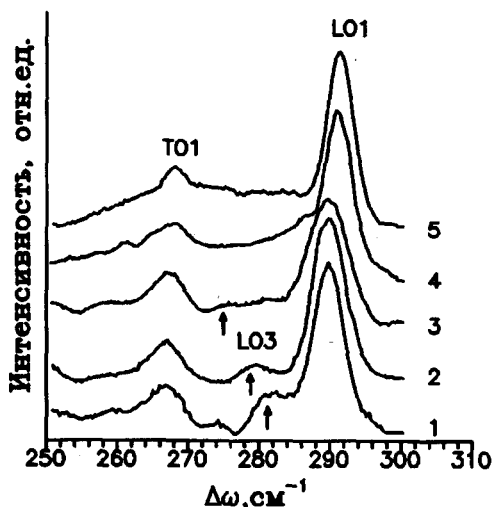


Рис.2. Спектры КРС образцов с различными средними толщинами слоев GaAs: 1 – 21 Å; 2 – 18 Å; 3 – 15 Å; 4 – 11.3 Å; 5 – 8.5 Å

ментального $LO1$ пика кривой Гаусса с минимизацией среднеквадратичного отклонения. Точность определения частоты была не хуже 0.5 см^{-1} . Как видно из рис.3, частота $LO1$ -моды уменьшается с уменьшением d_{GaAs} для образцов 1, 2 и 3 (d_{GaAs} равны 21, 18 и 15 Å, соответственно), а для образцов 4 и 5, у которых d_{GaAs} почти равна или меньше высоты микроканалов (11.3 и 8.5 Å, соответственно), наблюдается рост частоты этой моды.

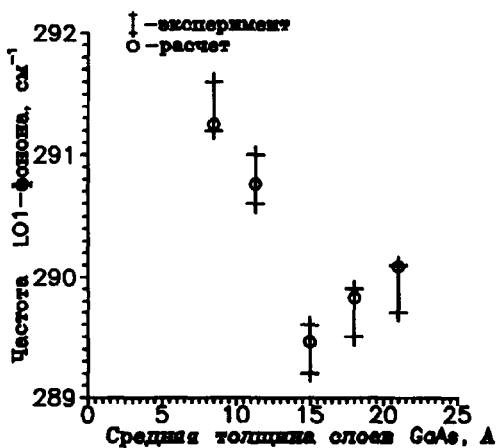


Рис.3. Экспериментальные (линии с крестиками) и расчетные (кружки) значения частот локализованных $LO1$ -фононных мод в зависимости от средней толщины слоев GaAs в образцах

Эффект уменьшения частоты LO -фононов с уменьшением толщины слоев соответствует установленным свойствам LO -фононов в сверхрешетках. Известно, что частотные дисперсии оптических фононов в GaAs и AlAs не перекрываются, что приводит к их локализации в слоях одного материала,

причем глубина проникновения LO -фонона GaAs в слой AlAs составляет примерно 1 монослой [9, 10]. Локализованные моды оптических фононов в плоских (не фасетированных) сверхрешетках хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально [9–13]. В модели линейной цепочки локализованные в слоях GaAs оптические моды имеют частоты, соответствующие частотам оптических фононов объемного GaAs при следующих значениях волновых векторов:

$$q = \frac{\pi m}{a_0(N + \delta)}; \quad m = 1, 2, 3 \dots \delta \approx 1,$$

где a_0 – толщина монослоя GaAs; N – число монослоев, δ – глубина проникновения фонона в слой AlAs (в монослоях). Так как частота LO -фонона объемного арсенида галлия уменьшается при увеличении волнового вектора, то при уменьшении толщины слоя $d_{\text{GaAs}} = Na_0$, частоты локализованных мод в случае ЛСР уменьшаются. Увеличение частоты с уменьшением толщины слоя GaAs ($d_{\text{GaAs}} = 11.3, 8.5 \text{ \AA}$) наблюдается впервые, что противоречит установленному поведению фононов в сверхрешетках. Это можно объяснить тем, что в этих образцах сформированы массивы квантовых проволок, а не высокопериодичные ЛСР, что приводит к дополнительной локализации фононов в направлении $(01-1)$ (см. рис.1b) и соответственному увеличению жесткости атомарных колебаний. Для квантовых проволок модель линейной цепочки не подходит, так как оптические фононы в них локализованы еще по одной координате.

Для описания локализованных в квантовых проволоках фононов рассмотрим модель не линейной, а двумерной цепочки. Для простоты рассмотрим двумерную цепочку с квадратными ячейками (что соответствует ориентации квантовой проволоки вдоль одного из главных кристаллографических направлений). Хотя реальная квантовая проволока имеет форму усеченного ромба (рис.1b) и ориентирована вдоль направления (-233) , эта модель качественно должна описывать поведение по крайней мере основных локализованных мод. Динамические уравнения в этом случае имеют следующий вид:

$$m_1 \ddot{u}_{i,j} = k_1(v_{i,j} + v_{i-1,j} - 2u_{i,j}) + k_t(w_{i,j} + w_{i,j-1} - 2u_{i,j}),$$

$$m_2 \ddot{v}_{i,j} = k_1(u_{i,j} + u_{i+1,j} - 2v_{i,j}) + k_t(s_{i,j} + s_{i,j-1} - 2v_{i,j}),$$

$$m_2 \ddot{w}_{i,j} = k_1(s_{i,j} + s_{i-1,j} - 2w_{i,j}) + k_t(u_{i,j} + u_{i,j+1} - 2w_{i,j}),$$

$$m_1 \ddot{s}_{i,j} = k_1(w_{i,j} + w_{i+1,j} - 2s_{i,j}) + k_t(v_{i,j} + v_{i,j+1} - 2s_{i,j}),$$

где m_1 и m_2 – массы атомов, k_1 и k_t – жесткости для продольной и тангенциальной деформаций связи, соответственно; u , v , s , w – это смещения атомов ячейки в направлении Z , что соответствует LO -моду. Для определенности размер проволоки по оси Z будем считать ее толщиной (N монослоев), а размер проволоки вдоль оси X – ее шириной (M монослоев), см. рис.1b. Решение ищем в виде стоячих волн со следующими граничными условиями: атомы на границе квантовой проволоки остаются неподвижными (жесткая локализация). Тогда, решив систему уравнений, из условия равенства нулю детерминанта получаем собственные частоты колебаний:

$$\omega_{1,2,3,4}^2 = \frac{K(m_1 + m_2) \pm \sqrt{(m_1 + m_2)^2 K^2 - 4m_1 m_2 (K^2 - (L \pm T)^2)}}{2m_1 m_2},$$

где

$$K = 2(k_1 + k_t), \quad L = 2k_1 \cos(q_x), \quad T = 2k_t \cos(q_x), \quad q_x = \pi n/2N, \quad q_x = \pi m/2M.$$

Для локализованной моды LO типа в уравнении на первом месте стоит знак плюс, а на втором – знак минус.

В модельной проволоке расстояние между монослоями для GaAs в направлении (100) равно 2.85 \AA . Толщина модельной проволоки N принималась за 9, 8, 7, 6 и 5 монослоев для образцов с первого по пятый, соответственно, что с учетом глубины проникновения δ совпадает со средними толщинами слоев GaAs в этих образцах. А ее ширина M принималась за бесконечность для образцов 1, 2, 3, в которых нет локализации в направлении X (рис.1а), и принималась за 6 и 4.5 монослоя для образцов 4 и 5 с максимальной шириной ромбических квантовых проволок 32 и 26.6 \AA , соответственно. Соотношение геометрических параметров модельной и реальной квантовых проволок изображено на рисунке 1б, k_1 и k_t равнялись соответственно $9 \cdot 10^4$ и $7.7 \cdot 10^4$ дин/см ($k_t = (1/2)(k_{t1} + k_{t2})$) [9].

Результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис.3 для случая основных локализованных мод ($n = m = 1$). Из рис.3 видно, что данная модель объясняет изменение частоты локализованного LO -фонона с изменением толщины слоев GaAs и с переходом от ЛСР к массивам квантовых проволок. Эффект определяется тем, что в квантовых проволоках появляется дополнительная тангенциальная жесткость из-за локализации фонона в направлении, перпендикулярном его волновому вектору. Результаты исследования поведения TO -мод в этих структурах подтверждают данные, полученные из анализа поведения $LO1$ -мод. Следует отметить, что значение критической толщины слоя GaAs – 11.3 \AA , начиная с которого наблюдается эффект возрастания частоты $LO1$ -фонона, связанный со смыканием фасеток AlAs и формированием квантовых проволок, свидетельствует в пользу модели фасетирования поверхности (311)A GaAs с высотой фасеток, равной 10.2 \AA .

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-02-04431).

1. R.Notzel, N.N.Ledentsov, L.Daweritz et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 3812 (1991).
2. R.Notzel, N.N.Ledentsov, L.Daweritz et al., Phys. Rev. B **45**, 3507 (1992).
3. R.Notzel, N.N.Ledentsov, L.Daweritz, and K.Ploog, Surf. Sci. **267**, 209 (1992).
4. M.Wassermeier, J.Sudijono, M.D.Johnson et al., Journal of Crystal Growth **150**, 425 (1995).
5. В.Я.Принц, И.А.Панаев, В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, Письма в ЖЭТФ **60**, 209 (1994).
6. Z.V.Popovic, M.Cardona, R.Notzel et al., Phys. Rev. B **49**, 7577 (1994).
7. Z.V.Popovic, M.Cardona, R.Notzel et al., Phys. Rev. B **49**, 7584 (1994).
8. P.Castrillo, G.Armelles, M.I.Alonso et al., Proc. of 21st ICPS, Beijing, China, 1992, v.2, p.1088.
9. C.Colvard, T.A.Gant, M.V.Klein et al., Phys. Rev. B **31**, 2080 (1985).
10. M.Cardona, Superlattices and Microstructures **5**, 27 (1989).
11. В.А.Гайслер, А.О.Говоров, Т.В.Курочкина и др., ЖЭТФ **98**, 1081 (1990).
12. В.Jusserand and M.Cardona, in: *Light Scattering in Solids V*, Eds. M.Cardona and G.Gutherodt, Springer Heidelberg, 1989, p.49.
13. A.S.Barker, Jr., J.L.Merz, and A.C.Gossard, Phys. Rev. B **17**, 3181 (1978).