

АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ: ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО КОМБИНАЦИОННОМУ РАССЕЯНИЮ СВЕТА

Д.А.Тэннз¹⁾, В.А.Гайслер, Н.Т.Мошегов, А.И.Торопов, А.П.Шебанин*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

* Объединенный Институт геологии, геофизики и минералогии
Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 19 мая 1998 г.

После переработки 29 мая 1998 г.

На специально подготовленных короткопериодных сверхрешеточных структурах GaAs/AlAs с удаленными подложками и просветленными поверхностями проведены эксперименты по комбинационному рассеянию света в геометрии "вперед", что позволило пронаблюдать анизотропию оптических фононов. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета угловой дисперсии оптических фононов в сверхрешетках, проведенного в рамках модифицированной континуальной модели.

PACS: 63.22.+m, 78.30.Fs

Фононный спектр полупроводниковых сверхрешеток (СР) является предметом интенсивного экспериментального и теоретического исследования на протяжении последних лет [1]. Установлено [1,2], что оптические фононы, распространяющиеся вдоль оси СР (угол Θ между волновым вектором фонона q и направлением роста СР равен 0) локализованы в пределах одного слоя СР. Как было показано в ряде теоретических работ [3–6], при отклонении волнового вектора фонона от оси СР локализованные оптические фононы проявляют сильную угловую дисперсию. Частоты нечетных локализованных мод сильно зависят от угла Θ даже в центре зоны Бриллюэна, то есть когда абсолютная величина q стремится к нулю. Эта так называемая анизотропия частот оптических фононов обусловлена макроскопическим электрическим полем, создаваемым оптическими фононами. Дипольный момент, создаваемый четными локализованными модами, равен нулю вследствие их симметрии, поэтому они не проявляют угловой дисперсии при малых q [5,6].

Одним из основных методов экспериментального исследования фононных свойств СР является спектроскопия комбинационного рассеяния света (КР) [1]. К настоящему времени опубликовано множество работ, в которых исследовано КР на оптических фононах, локализованных в слоях GaAs [1,2] и AlAs [7]. Однако в большинстве работ эксперименты проводятся в традиционной геометрии обратного рассеяния от поверхности (001). Такая геометрия позволяет наблюдать в спектрах только фононы с волновым вектором, близким к нормали СР вследствие большого показателя преломления полупроводников. Эксперименты по КР, в которых исследуются фононы, распространяющиеся вдоль слоев СР, до сих пор редки. К их числу относятся

¹⁾ e-mail: tenne@thermo.isp.nsc.ru

исследования методом микроспектроскопии КР при возбуждении в плоскости слоев СР [8–10].

Оптимальным вариантом исследования анизотропии оптических фононов в СР является изучение КР в геометрии вперед, когда возбуждающее излучение направлено вдоль оси СР, а рассеянное – под малым углом к ней. Такая геометрия эксперимента позволяет анализировать частоты фононов с малыми волновыми векторами и получать информацию об их угловой дисперсии. Принципиальные сложности проведения таких экспериментов обусловлены необходимостью удаления толстой (400–500 мкм) непрозрачной подложки GaAs без повреждения тонкого (0.1–0.5 мкм) слоя СР, а также необходимостью устранения отражения света от границы СР вакуум, которое приводит к появлению обратного рассеяния.

В данной работе нами были исследованы образцы короткопериодных СР $(\text{GaAs})_m(\text{AlAs})_m$, где $m = 5$ и 7 монослоев, выращенные в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (001) GaAs и специальным образом подготовленные к проведению эксперимента. Подложки GaAs были удалены с помощью высокоселективного травления, на поверхность СР был нанесен четвертьволновой просветляющий слой ZrO_2 , эффективно подавляющий отражение как возбуждающего, так и рассеянного света. Рассеяние света изучалось при $T = 80$ К и возбуждалось в области прозрачности данных СР светом Kr^+ -лазера с длиной волны 647.1 нм. Спектры КР записывались на спектрометре Jobin Yvon U1000.

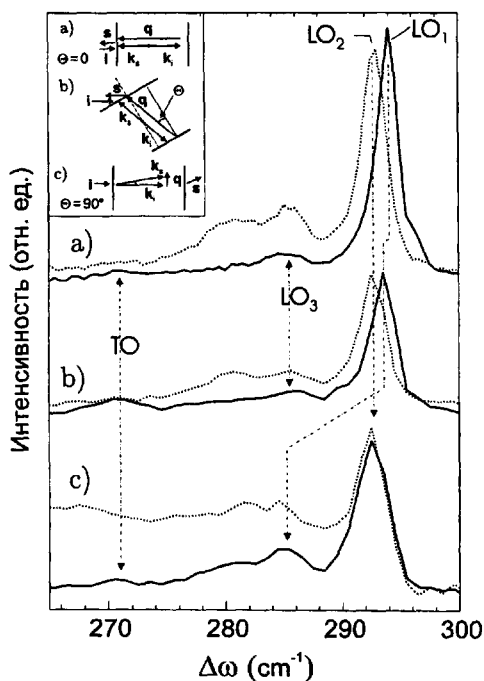


Рис.1. Спектры КР в СР $(\text{GaAs})_7(\text{AlAs})_7$ в трех различных геометриях, схематически показанных на вставке. Сплошная и пунктирная линии соответствуют перпендикулярной (x, y) и параллельной (x, x) поляризационным конфигурациям

На рис.1 показаны спектры КР в диапазоне оптических фононов GaAs образца СР $(\text{GaAs})_7(\text{AlAs})_7$: а) – в геометрии обратного рассеяния от поверхности (001) при нормальном падении ($\Theta = 0$); б) – падении под углом Брюстера ($\sim 75^\circ$) к поверхности образца (угол Θ внутри СР – 16°) и с) при рассеянии вперед ($\Theta = 90^\circ$). Спектры

обратного рассеяния типичны для СР, выращенных в направлении (001). Они содержат линии нечетных локализованных LO -фононов в геометрии $z(x, y)\bar{z}$, в то время как в параллельной поляризационной конфигурации $z(x, y)\bar{z}$ доминируют четные локализованные фононы (LO_2). Однако при отклонении волнового вектора фонона от нормали (спектры б) заметен сдвиг линии LO_1 -фонона в низкочастотную сторону, в то время как частота LO_2 -фонона остается неизменной. В спектрах рассеяния вперед линия LO_1 отсутствует, и в обеих поляризационных конфигурациях самой высокочастотной и наиболее интенсивной является линия LO_2 . Подобное поведение наблюдалось и в спектрах КР образца СР $(GaAs)_5(AlAs)_5$.

Полученные экспериментальные результаты объясняются на основе расчета угловой дисперсии оптических фононов GaAs, проведенного нами с использованием модифицированной континуальной модели [6]. Результаты расчета для СР $(GaAs)_7(AlAs)_7$ приведены на рис.2. При расчете эффективная толщина слоя локализации (GaAs) принималась равной 8 монослоям для учета отличных от нуля смещений атомов As на границах. При этом континуальная модель [6] дает результаты, хорошо согласующиеся с микроскопическим расчетом [9]. Мы проводили расчет для абсолютного значения волнового вектора фонона $q = 6.6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, соответствующего обратному рассеянию и $q = 1.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (рассеяние вперед под углом $\sim 2.5^\circ$). При таких величинах q результаты расчетов угловой дисперсии практически идентичны. Зависимость от абсолютной величины волнового вектора начинает проявляться при существенно больших значениях q (порядка 10^7 см^{-1} [6]). Поэтому при сравнении экспериментальных данных обратного рассеяния и рассеяния вперед можно не учитывать различие в абсолютной величине волнового вектора фонона.

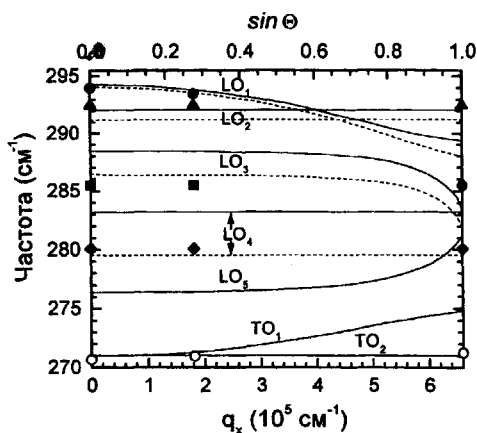


Рис.2. Угловая дисперсия оптических фононов в диапазоне GaAs для СР $(GaAs)_7(AlAs)_7$ (сплошная линия) и СР $(GaAs)_6(AlAs)_7$ (пунктирная линия; показаны первые четыре LO -моды). Расчет проведен при фиксированном значении модуля волнового вектора фонона $q = 6.6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Символы – данные КР

Как видно из рис.2, при увеличении угла Θ частота LO_1 -фонона уменьшается, пересекает бездисперсионную линию LO_2 , а при сближении с линией фонона LO_3 , имеющего ту же симметрию относительно центральной плоскости слоя GaAs, наблюдается смешивание мод (антипересечение). Следует заметить, что обозначения колебательных мод по поляризации и порядку (LO_1 , LO_2 и т.д.) имеют смысл только при $\Theta = 0$, однако мы пользуемся ими для идентификации линий. При $\Theta = 90^\circ$ фонон LO_1 эволюционирует в колебание с частотой, близкой к частоте LO_3 при $\Theta = 0$. Этим объясняется то, что пики на такой частоте наблюдаются в спектрах как при

обратном рассеянии, так и при рассеянии вперед. Экспериментальные значения частот фононов в $\text{CP} (\text{GaAs})_7(\text{AlAs})_7$ отмечены на рис.2 символами. Как видно из рисунка, частоты LO_{-1} и LO_2 -фононов хорошо соответствуют результатам расчетов. Отклонение частот фононов более высоких порядков от расчетных значений, вероятно, обусловлено неидеальностью гетерограниц. Шероховатость границ приводит к уменьшению толщины слоя локализации фонона и, соответственно, уменьшению его частоты [11,12], причем этот сдвиг больше для фононов более высоких порядков. Для сравнения на рис.2 приведена также угловая дисперсия первых четырех LO -мод GaAs , рассчитанная для меньшей (на один монослой) толщины слоя локализации.

Необходимо отметить, что описанная выше угловая дисперсия оптических фононов наблюдалась только при возбуждении КР в области прозрачности СР. Для исследованных в работе $\text{CP} (\text{GaAs})_9(\text{AlAs})_9$ и $(\text{GaAs})_9(\text{AlAs})_5$, имеющих большую толщину слоев GaAs , условия возбуждения КР ($\lambda = 647.1$ нм, $T = 80$ К) являются резонансными. В этом случае спектры как в геометрии рассеяния вперед, так и при обратном рассеянии в обеих поляризационных конфигурациях (рис.3b) содержат одни и те же линии $\text{GaAs } LO_2$ -фононов и линии IF_1 в GaAs и IF_2 в AlAs -области. Отсутствие существенных различий в спектрах резонансного КР при изменении геометрии рассеяния объясняется тем, что при резонансном возбуждении закон сохранения волнового вектора в самой простой форме ($\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{q}$, где \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s – волновые вектора падающего и рассеянного света) не выполняется. Как было показано в ряде работ [13,14], в процессе резонансного КР на фононах в квантовых ямах доминирующим является механизм рассеяния более высокого порядка, включающий помимо электрон-фононного взаимодействия упругое рассеяние электронов (дырок) на дефектах (неидеальность гетерограниц, примеси). Поэтому волновой вектор фонона в процессе КР может иметь компоненту q_x , параллельную слоям СР, как при рассеянии вперед, так и в геометрии обратного рассеяния.

Линии в спектрах резонансного КР сверхрешеток ниже частоты LO_2 -фонона ранее сопоставлялись с четными локализованными LO -фононами более высоких порядков (LO_4, LO_6) [2]. Однако недавно была высказана новая интерпретация этих линий [15] как широких особенностей так называемых интерфейсных фононов (IF). Интерфейсные фононы есть ни что иное, как колебания, получающиеся в результате эволюции локализованных LO_1 - и TO_1 -фононов при отклонении волнового вектора от нормали к слоям СР, то есть появлении ненулевой компоненты q_x [5, 9, 10]. Поскольку в процессе резонансного КР с участием дефектов могут принимать участие фононы с различными компонентами q_x , то в спектрах появляется широкая особенность между частотами LO_1 - и TO_1 -фононов. В области частот GaAs эта особенность имеет минимумы в местах антипересечений с дисперсионными линиями колебаний той же симметрии (нечетные LO -моды, см. рис.3а). В области AlAs -минимумов в широкой линии интерфейсных фононов не наблюдается вследствие того, что LO -фононы AlAs в направлении (001) проявляют очень слабую дисперсию [7, 11]. Все антипересечения (рис.3а) приходятся на узкий спектральный диапазон ($395 - 403 \text{ см}^{-1}$), и соответствующие минимумы не разрешаются в эксперименте.

Мы наблюдали, что при рассеянии вперед отношение интенсивности линий IF к линии фонона LO_2 выше (в 1.6 – 1.9 раза), чем в спектрах обратного рассеяния (рис.3b). Это можно объяснить тем, что в спектрах обратного рассеяния линии ин-

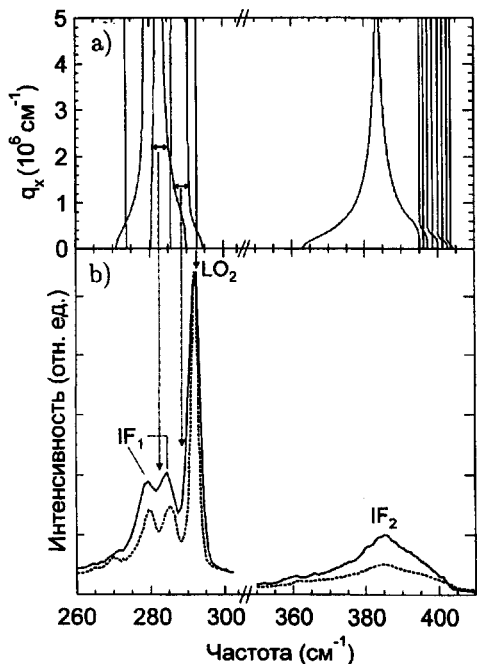


Рис.3. а) Зависимость частот оптических фононов в CP $(\text{GaAs})_9(\text{AlAs})_9$ от компоненты волнового вектора в плоскости слоев (q_x) , рассчитанная с помощью модифицированной континуальной модели [6] при фиксированном значении компоненты вдоль оси CP $(q_z = 6.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1})$. б) Спектры резонансного КР в CP $(\text{GaAs})_9(\text{AlAs})_9$ в геометриях рассеяния вперед $z(x, x)z$ (сплошная линия) и обратного рассеяния $z(x, x)\bar{z}$ (пунктирная линия). Спектры нормированы на интенсивность пика LO_2

терфейсных фононов, имеющие ненулевую компоненту q_x , присутствуют благодаря вышеупомянутому механизму рассеяния более высокого порядка с участием дефектов. При рассеянии вперед этот механизм тоже имеет место, однако и в простом процессе рассеяния участвуют фононы с волновым вектором, параллельным слоям CP. Поэтому происходит дополнительное увеличение интенсивности линий IF в спектрах.

Таким образом, исследование комбинационного рассеяния света в сверхрешетках GaAs/AlAs в различных геометриях (рассеяние вперед, обратное рассеяние вдоль нормали к поверхности и под углом к ней) позволило пронаблюдать анизотропию частот оптических фононов в CP. Экспериментальные результаты хорошо описываются угловой дисперсией оптических фононов, рассчитанной с помощью континуальной модели. Сравнение спектров резонансного КР в направлениях вперед и обратного рассеяния подтверждает новую интерпретацию линий в диапазоне оптических колебаний GaAs как особенностей, обусловленных интерфейсными фононами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-17827) и гранта Сибирского отделения РАН для молодых ученых (Д.А. Тэннэ).

1. B.Jusserand and M.Cardona, in: *Light Scattering in Solids V*, Eds M.Cardona and G.Güntherodt, Springer, Heidelberg, 1989, p.49.
2. A.K.Sood, J.Menendez, M.Cardona, and K.Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2111 (1985).
3. E. Richter and D. Strauch, *Solid State Commun.* **64**, 867 (1987).
4. S.F.Ren, H.Y.Chu, and Y.-C.Chang, *Phys. Rev.* **B40**, 3060 (1989).
5. H.Rücker, E.Molinari, and P.Lugli, *Phys. Rev.* **B45**, 6747 (1992).

6. M.P.Chamberlain, M.Cardona, and B.K.Ridley, Phys. Rev. **B48**, 14356 (1992).
7. В.А. Гайслер, Д.А. Тэннэ, Н.Т.Мошегов и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 371 (1995).
8. R.Hessmer, A.Huber, T.Egeler et al., Phys. Rev. **B46**, 4071 (1992).
9. G.Scamaccio, M.Haines, G.Abstreiter et al., Phys. Rev. **B47**, 1483 (1993).
10. A.Fainstein, P.Etchegoin, M.P.Chamberlain et al., Phys. Rev. **B51**, 14448 (1995).
11. E.Molinari, S.Varoni, P.Giannozzi, and S.de Gironcoli, Phys. Rev. **B45**, 4280 (1992).
12. В.А.Гайслер, Д.А.Тэннэ, Н.Т.Мошегов и др., ФТТ **38**, 2242 (1996).
13. A.J.Shields, C.Trallero-Giner, M.Cardona et al., Phys. Rev. **B46**, 6990 (1992).
14. W.Kauschke, A.K Sood, M.Cardona, and K.Ploog, Phys. Rev. **B36**, 1612 (1987).
15. A.J.Shields, M.P.Chamberlain, M.Cardona, and K. Eberl, Phys. Rev. **B51**, 17728 (1995).