

**КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА "СВЕРНУТЫХ"
ТА- И LA-ФОНОНАХ В $\text{Si} - \text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ СВЕРХРЕШЕТКАХ**

*А.Б.Талочкин, В.А.Марков, И.Г.Неизвестный,
О.П.Пчеляков, М.П.Синюков, С.И.Стенин*

Исследовано комбинационное рассеяние света на акустических фононах в $\text{Si}-\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ сверхрешетках с осью вдоль направления (111). В спектрах, кроме хорошо известных линий "свернутых" LA-фононах, впервые наблюдалось разрешенное рассеяние на "свернутых" TA-фононах.

В настоящее время интенсивно исследуются спектры различных сверхрешеток (СР) методом комбинационного рассеяния света (КРС) ¹⁻⁵. Установлено, что наличие сверхпериода приводит к уменьшению размера зоны Бриллюэна в направлении оси сверхрешетки и

фононный спектр в первом приближении получается приведением (свертыванием) объемного спектра в эту новую зону Бриллюэна размером π/D , где D – период СР. В результате в области частот акустических фононов возникают дополнительные ветви колебаний. Это – так называемые, свернутые фононы, которые наблюдаются в спектрах рассеяния в виде эквидистантных дублетов. В работах ¹⁻⁵, а также в других, известных нам, исследовались различные СР, такие как GaAs-AlAs, $\text{Si}-\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, Si-Ge и др., которые были выращены вдоль кристаллографического направления (100). В соответствии с видом тензора фотоупругих постоянных (см., например, ⁶), который определяет интенсивность рассеяния света на акустических фононах, при исследовании СР данной ориентации наблюдались и детально изучены

свернутые LA -фононы, в то время как интенсивность рассеяния на TA -фононах в этой геометрии близка к нулю.

В настоящей работе исследовано КРС в СР $Si-Si_{0,5}Ge_{0,5}$, выращенных вдоль направления (111) , для которого, в отличие от $(\bar{1}00)$, разрешено рассеяние на обоих типах акустических колебаний. Это позволило нам наблюдать в спектрах одновременно свернутые LA - и TA -фононы.

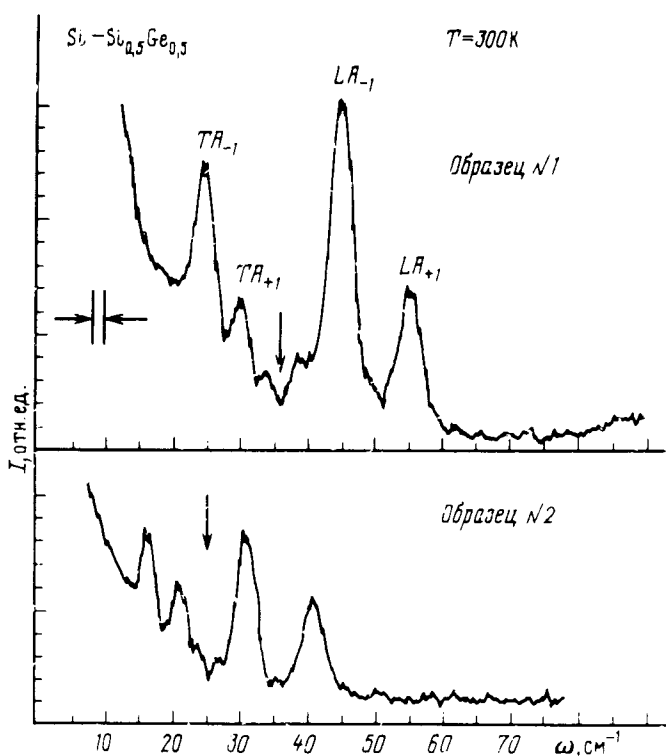


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния света на акустических фононах двух сверхрешеток $Si-Si_{0,5}Ge_{0,5}$ с периодами $D_1^0 = 50 \text{ \AA}$ и $D_2^0 = 72 \text{ \AA}$.

Сверхрешетки $Si-Si_{0,5}Ge_{0,5}$ были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сверхвысоковакуумной установке (7) при давлении остаточных газов ниже $10-8 \text{ Па}$. В качестве подложек использовались пластины кремния с ориентацией (111) , которые после предварительного окисления и химической обработки по методике (8), подвергались прогреву в слабом потоке кремния при температуре $\sim 850^\circ \text{C}$, в результате чего формировалась атомарно-чистая поверхность со сверхструктурой 7×7 . Поток кремния генерировался путем сублимации из кремниевой пластины, нагреваемой пропусканием тока, в германий испарялся из тигелевого источника с тигелем из пиролитического нитрида бора. Перед синтезом СР наращивали эпитаксиальный слой кремния толщиной 1000 \AA , а затем буферный слой твердого раствора с составом равным усредненному по толщине СР. Рост СР осуществлялся при температуре подложки 500°C путем периодического прерывания потока германия при постоянном потоке кремния. Толщина слоев кремния и твердого раствора контролировалась методом регистрации осцилляций интенсивности зеркального пучка электронов при дифракции на отражение (9), а величина состава оценивалась по изменению частоты осцилляций при прерывании потока германия. Средняя скорость роста СР составляла 100 \AA/мин , толщина слоев была равна $10-30$ межатомных расстояний, число периодов — до 50.

Спектры, приведенные в настоящей работе, возбуждались светом с длиной волны $\lambda = 488 \text{ нм}$ и регистрировались с помощью спектрометра ДФС-52. При измерениях образцы помещались в вакуум, чтобы исключить паразитные линии в низкочастотной области, связанные с рассеянием на вращательных возбуждениях молекул воздуха O_2 и N_2 . На рис. 1

представлены спектры рассеяния в области частот акустических колебаний двух СР, для которых толщина слоев S_1 , d_1 равна толщине слоев твердого раствора d_2 . Для образца М1 $D_1^0 = d_1 + d_2 = 50 \text{ \AA}$, а для второго — $D_2^0 = 72 \text{ \AA}$. Общая же толщина СР составляла 1500 \AA и 3000 \AA соответственно. В обоих спектрах (рис. 1) наблюдаются два дублета, один из которых (низкочастотный) обусловлен рассеянием на свернутых TA -фононах, а другой — на LA -фононах. Расстояние между линиями каждого дублета не меняется от образца к образцу, в свою очередь положение дублетов зависит от периода СР. Линии рассеяния на объемных TA - и LA -фононах не проявляются в наших спектрах из-за высокого уровня фоновой засветки вблизи лазерной линии ($\omega = 0$).

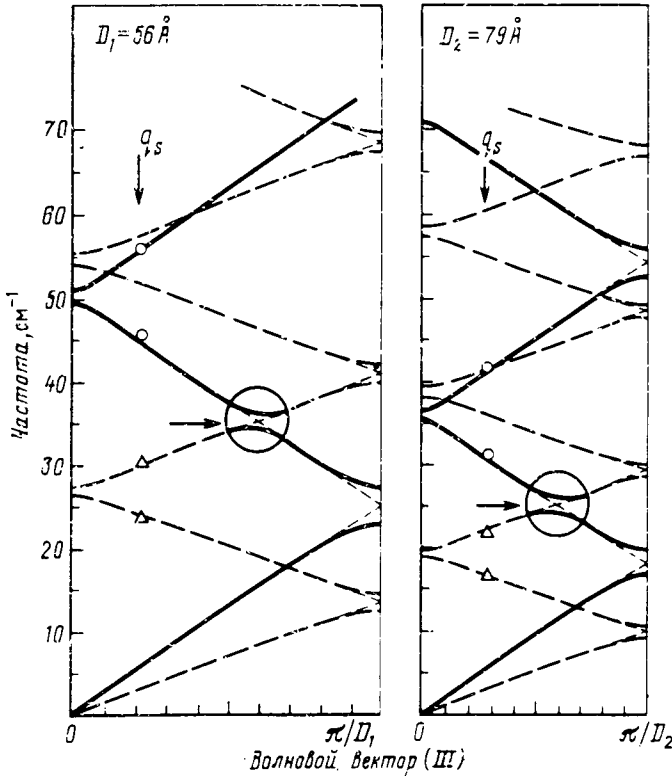


Рис. 2. Дисперсионные зависимости свернутых LA - (сплошные линии) и TA - (штриховые линии) фононов, вычисленные с помощью выражения (1) для двух сверхрешеток. Экспериментальные положения линий TA -фононов обозначены треугольниками, а LA — кружками. Стрелками обозначены наблюдаемые положения дополнительной особенности спектров

Для анализа значений частот свернутых TA - и LA -фононов мы, также как и авторы ¹⁻⁵, воспользовались результатами теории Рытова ¹⁰, в которой получено выражение для закона дисперсии акустических волн в среде с периодическим изменением упругих свойств. Дисперсионные зависимости $\omega(q)$ являются решениями уравнения:

$$\cos(q, D) = \cos\left(\frac{\omega d_1}{v_1}\right) \cos\left(\frac{\omega d_2}{v_2}\right) - 1/2 [R + 1/R] \sin\left(\frac{\omega d_1}{v_1}\right) \sin\left(\frac{\omega d_2}{v_2}\right) \quad (1)$$

где $R = v_1 \rho_1 / v_2 \rho_2$; ρ_1, ρ_2, v_1, v_2 — значения плотностей и скоростей звука материалов, образующих СР; D — период СР; q — волновой вектор вдоль ее оси. Это уравнение справедливо для обоих типов фононов (LA и TA). С учетом того, что упругие свойства Si и $Si_{0,5}Ge_{0,5}$ близки, в (1) можно сделать замену $1/2[R + 1/R] = 1 + \delta$, где $\delta \ll 1$. Тогда, полагая $\delta = 0$, для волновых векторов q , значения которых находятся не слишком близко к центру и к границе зоны Бриллюэна, решение уравнения (1) имеет вид:

$$\omega(q) = V_{SL} (2\pi/D)m \pm V_{SL} q, \quad (2)$$

где $m = 0, 1, 2$ и т. д. — номер ветви (свернутых фононов, V_{SL} — скорость звука в СР, которая определяется выражением:

$$V_{SL} = D[d_1^2/v_1^2 + d_2^2/v_2^2 + (R + 1/R)d_1d_2/v_1v_2]^{-1/2}. \quad (3)$$

Знаки \pm в (2) при данном m соответствуют двум разным ветвям дисперсии, которые и наблюдаются в виде дублета.

Из выражения (2) следует, что расстояние между линиями дублета определяется как $\Delta\omega(q_S) = 2V_{SL}q_S$, где $q_S = 2(2\pi n/\lambda)$ — волновой вектор фононов, участвующих в рассеянии света (n — показатель преломления). В нашем случае для $\lambda = 488$ нм $q_S = 1,12 \cdot 10^6$ см $^{-1}$. По экспериментальным значениям расстояний между линиями TA - и LA -дублетов, которые составляют: $\Delta\omega^L = 10$ см $^{-1}$, $\Delta\omega^T = 5,4$ см $^{-1}$, мы нашли скорости звука в СР $\text{Si-Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$: $V_{SL}^L = 8,4 \cdot 10^5$ см/с, $V_{SL}^T = 4,5 \cdot 10^5$ см/с. В свою очередь скорости продольных и поперечных звуковых волн в Si для направления (111) хорошо известны¹¹ и составляют: $v_1^L = 9,35 \cdot 10^5$ см/с, $v_1^T = 5,05 \cdot 10^5$ см/с. Используя эти значения, а также найденные скорости V_{SL}^L и V_{SL}^T , мы определили, что для твердого раствора $\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ $v_2^T = (4,2 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/с, $v_2^L = (7,8 \pm 0,2) \cdot 10^5$ см/с. Эти значения для направления распространения (111) ранее были неизвестны и определены нами впервые.

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости $\omega(q)$ свернутых фононов LA (сплошные линии) и TA (штриховые линии), рассчитанные по формуле (1) для двух образцов СР. При расчетах варьировался период D до наилучшего согласия теоретических зависимостей с данными эксперимента. На этом рисунке также представлены наблюдаемые положения линий свернутых фононов. Уточненные таким образом значения периодов этих СР составили $D_1 = 56$ Å, $D_2 = 79$ Å: они несущественно отличаются от D_1^0 и D_2^0 , определенных в процессе роста. Из рис. 2 видно, что положение линий свернутых TA - и LA -фононов хорошо описываются с помощью выражения (1). Отметим, что рассчитанные дисперсионные зависимости (рис. 2) отклоняются от линейного закона вблизи центра и границ зоны Бриллюэна, а для фононов с $q = q_S$ эти отклонения пренебрежимо малы. В результате справедливо приближение, которое мы использовали для определения скоростей звука в СР по расстояниям между линиями дублетов.

Кроме интенсивных линий свернутых фононов в наших спектрах наблюдается слабая особенность, положение которой отмечено на рис. 1 стрелками. Из рис. 2 видно, что в этом диапазоне частот (между TA - и LA -дублетами) дисперсионные зависимости фононов пересекаются. В результате фонон-фононного взаимодействия происходит снятие вырождения и различные фононные ветви перенормируются, переходя друг в друга, как условно показано на рис. 2. Рассеяние на этих фононах (с $q \neq q_S$) может быть обусловлено нарушением закона сохранения волновых векторов. Это объяснение подтверждается видом данной структуры в спектрах (рис. 1): она имеет характерный провал, соответствующий нулевой плотности фононных состояний в образовавшейся щели. Кроме того, положение точки пересечения в рассчитанных дисперсионных зависимостях хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, рассеяние света в $\text{Si-Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ сверхрешетках с осью вдоль направления (111) позволяет наблюдать как LA -, так и TA -свернутые фононы. Положение линий обоих типов колебаний описывается в рамках существующей теории¹⁰. Кроме того, в спектрах этих сверхрешеток наблюдаются особенности, которые могут быть связаны со взаимодействием TA - и LA -свернутых фононов.

Литература

1. Lockwood D.J. et al. Phys. Rev. B, 1987, 35, 2243.
2. Brugger H. et al. Phys. Rev. B, 1986, 35, 5928.

3. *Sapriel J. et al.* Phys. Rev. B. 1988, 37, 4099.
4. *Ospelt M. et al.* Superlattices and Microstructures, 1989, 5, 71.
5. *Bacsa W. et al.* Superlattices and Microstructures, 1988, 4, 328.
6. Рассеяние света в твердых телах . Под ред. М.Кардоны и Г.Гюнтеродта. М.: Мир, 1984, 328.
7. *Архипенко А.В. и др.* Поверхность, 1985, 1, 93.
8. *Ishizaka A. et al.* Proc. MBE-CST-2. Tokyo, 1983, 183.
9. *Neave J.H. et al.* Appl. Phys. A 1983. 31, 365.
10. *Рытов С.М.* Акустический журнал, 1956, 2, 71.
11. Акустические кристаллы. Под ред. М.П.Шаскольской. М.: Наука, 1982, 630.

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 мая 1989 г.