

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ, ПЛЕНЕННЫМИ В ПЕРЕДАХ СЛОЯ AlAs В СВЕРХРЕШЕТКЕ $(\text{GaAs})_m(\text{AlAs})_n$

*Б.Х.Байрамов, Т.Гант¹⁾, М.Деленей¹⁾,
Ю.Э.Китаев, М.В.Клейн¹⁾, Д.Леви¹⁾,
Х.Моркоч¹⁾, Р.А.Эварстов*

Обнаружено КРС LO -фононами, плененными в пределах слоя AlAs , в сверхрешетке $(\text{GaAs})_m(\text{AlAs})_n$ ($m = 7, n = 18$). Выполнено размещение конкретных атомов (Ga , Al , As) по позициям Уайкофа и установлено, что вклады смещений этих атомов в колебания определенной симметрии Γ_1, Γ_2 и Γ_5 зависят от m и n , что позволяет получить информацию о микроструктуре и совершенстве сверхрешеток в пределах одного монослоя.

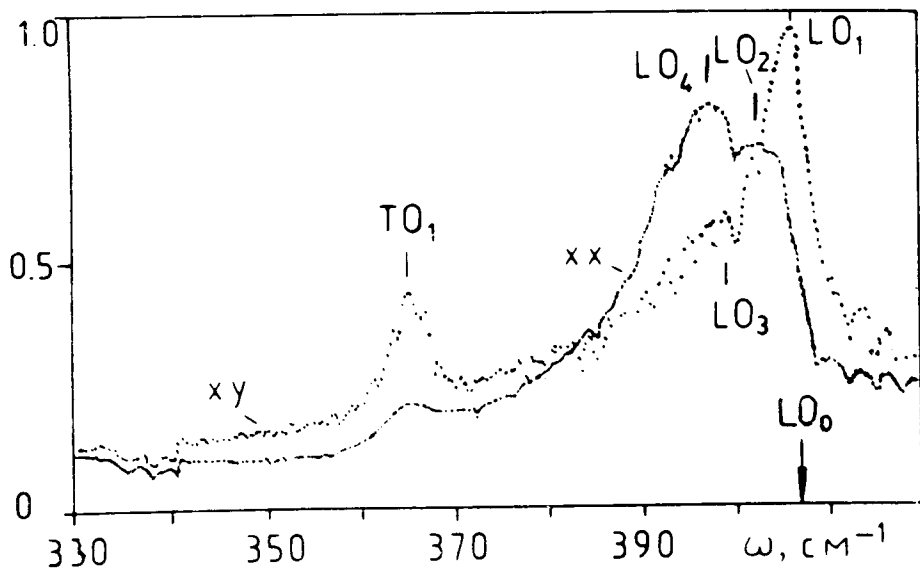
В полупроводниковых сверхрешетках, состоящих из чередующихся слоев двух изоструктурных материалов с толщинами d_1 и d_2 в которых период сверхрешетки $d = d_1 + d_2 < \lambda$ (где λ – длина свободного пробега носителей), вследствие проявления для оптических фононов, подобно электронам, эффектов размерного квантования, могут проявляться новые особенности, которые невозможны в исходных материалах. Так оптические фононы, распространяющиеся вдоль направления квантования (роста) сверхрешетки, могут оказываться плененными. В сверхрешетках $(\text{GaAs})_m(\text{AlAs})_n$, где m и n – число монослоев GaAs и AlAs в примитивной ячейке соответственно (толщина одного монослоя равна $2,83 \text{ \AA}$), наиболее подробно исследовалось комбинационное рассеяние света (КРС) с участием LO_l -фононов плененных в пределах слоя GaAs ¹⁻¹⁰. Экспериментальное обнаружение LO_l -фононов (l – порядок пленения), плененных в пределах слоя AlAs , при возбуждении спектров КРС в условиях, близких к резонансу с экситонными переходами между уровнями размерного квантования, затрудняется вследствие проявления пространственно-протяженных (поверхностных) колебаний, обусловленных границей раздела гетерослоев¹¹. Кроме того, из-за неупо-

¹⁾ Иллинойский университет, Урбана-Шампейн, США.

рядочности структуры в переходном слое в КРС могут стать активными те колебания, которые не проявляются в спектрах совершенных кристаллов. Это обстоятельство предъявляет высокие требования к совершенству структуры сверхрешетки.

В данной работе сообщается об обнаружении КРС LO_l -фононами, плененными в слое AlAs в сверхрешетке $(GaAs)_7(AlAs)_{18}$ с толщиной переходного слоя 3,64 Å и толщинами слоев $d_1 = 20,75$ Å (GaAs) и $d_2 = 51,45$ Å (AlAs), при возбуждении спектров вдали от резонансов с экситонными переходами.

Монокристаллические образцы сверхрешеток были выращены молекулярно-лучковой эпитаксией на ориентированных по оси [001] подложках *n*-GaAs. Период сверхрешетки был повторен 100 раз.



Спектры рассеяния света LO_l -фононами, плененными в пределах слоя AlAs в сверхрешетке $(GaAs)_7(AlAs)_{18}$ в скрещенной $z(x'y')\bar{z}$ (активные фононы Γ_2 -симметрии с нечетным l) и параллельной $z(x'x')\bar{z}$ (Γ_1 , с четным l) поляризациях падающего и рассеянного света. Оси x' , y' и z параллельны направлениям [100], [010] и [001] соответственно и повернуты на 45° вокруг оси z по отношению к векторам трансляций в плоскости слоя. $T = 10$ К, $\hbar\omega_l = 2,409$ эВ

Типичные спектры КРС в сверхрешетках $(GaAs)_7(AlAs)_{18}$ при возбуждении излучением аргонового лазера с длиной волны 5145 Å, полученные при $T = 10$ К в области частот оптических фононов AlAs и в геометрии рассеяния $z(x'x')\bar{z}$ и $z(x'y')\bar{z}$, приведены на рисунке. Характерной особенностью этих спектров является наличие четко выраженных дополнительных линий LO_l -фононов, обусловленных пленением фононов продольной оптической ветви AlAs. Стрелкой отмечено положение линии LO_0 -фононов в исходном невозмущенном AlAs с $\omega_{LO_0} = 405,8$ cm^{-1} при $k = 0$. Экспериментально измеренные значения частот LO_l -фононов, плененных в пределах слоя AlAs для $l = 1, 2, 3$ и 4 равны соответственно 405,0; 402,0; 397,5 и 396,0 cm^{-1} . Эти значения хорошо согласуются с теоретическими данными, полученными недавно для сверхрешетки GaAs-AlAs с помощью модели жестких ионов при учете короткодействующего взаимодействия между ближайшими и вторыми соседями и дальнодействующего взаимодействия между ионами в ближайших слоях ¹².

Для анализа симметрии фононов в сверхрешетках развит метод зонных представлений (ЗП) пространственных групп ¹³, который для сложных кристаллических систем с большим числом атомов в примитивной ячейке оказывается значительно более эффективным, чем традиционные подходы, поскольку в процедуру построения ЗП не входит информация

о кристаллической структуре. (Простые ЗП строятся не для конкретной кристаллической структуры, а для пространственной группы F). Мы установили, что метод ЗП оказывается особенно эффективным при анализе симметрии фононов в сверхрешетках, в нашем случае — сверхрешетках на основе материалов A_3B_5 , симметрия которых в зависимости от числа монослоев ($m + n$) в примитивной ячейке описывается только двумя пространственными группами $D_{2d}^5 (m + n = 2k)$ и $D_{2d}^9 (m + n = 2k + 1)$, а размещение атомов по позициям симметрии (позициям Уайкофа) имеет восемь неэквивалентных типов для произвольных m и n . Построив ЗП для групп D_{2d}^5 и D_{2d}^9 и затем размещая атомы (Ga, Al, As) в примитивной ячейке по соответствующим позициям Уайкофа (нами выведены общие формулы для каждого из восьми типов размещения атомов), мы получим симметрию фононов для каждой из сверхрешеток, имеющих указанные группы симметрии. Из проведенного нами анализа следует, что для сверхрешетки $(\text{GaAs})_7(\text{AlAs})_{18}$, симметрия которой описывается пространственной группой D_{2d}^9 , размещение атомов по позициям Уайкофа выглядит следующим образом: 1 атом Ga находится в позиции $1a$ с координатами (000), 1 атом As — в позиции $1c (0 \frac{1}{2} \frac{1}{4})$, 6 атомов Ga и 18 атомов Al попарно находятся в позициях $2e(00z)/(00\bar{z})$, 24 атома As — попарно в позициях $2f(0 \frac{1}{2} z) (\frac{1}{2} 0 \bar{z})$, где координаты позиций симметрии выражены в единицах векторов трансляций тетрагональной элементарной ячейки, а симметрия фононов в точках симметрии зоны Бриллюэна имеет вид, приведенный в таблице. В первом столбце приведены позиции Уайкофа с указанием заполнения их атомами, во втором столбце даны компоненты векторов локальных смещений атомов; столбцы 3 — 6 содержат индексы ЗП в k -базисе, полученных индуцированием с тех неприводимых представлений (НП) локальной группы, по которым преобразуются компоненты x, y, z , т. е. индексы НП группы волнового вектора (в обозначениях 14), однозначно связанных с НП пространственной группы D_{2d}^9 и определяющих симметрию фононов в соответствующих точках симметрии зоны Бриллюэна.

Симметрия фононов в сверхрешетке $(\text{GaAs})_7(\text{AlAs})_{18}$

D_{2d}^9		Γ	M	X, P	N
1 Ga(a)	z	2	2	2	1
	x, y	5	5	3, 4	1, 2
1 As(c)	z	2	1	4	1
	x, y	5	5	1, 2	1, 2
$3 \times 2\text{Ga}(e)$ $9 \times 2\text{Al}(e)$	z	1, 2	1, 2	1, 2	1, 1
	x	5	5	3, 4	1, 2
	y	5	5	3, 4	1, 2
$12 \times 2\text{As}(f)$	z	1, 2	1, 2	3, 4	1, 1
	x	5	5	1, 2	1, 2
	y	5	5	1, 2	1, 2

Таблица позволяет определить вклады в фононные состояния смещений конкретных атомов (Ga, Al, As) в определенных позициях Уайкофа. Так, в наблюдаемые в эксперименте фононы с симметрией Γ_1 и Γ_2 дают вклад смещения следующих атомов: $24\Gamma_1(\text{Ga}_e^z; \text{Al}_e^z; \text{As}_f^z)$, $26\Gamma_2(\text{Ga}_{a,e}^z; \text{Al}_e^z; \text{As}_{c,f}^z)$. Важно отметить, что эти вклады в особенности для сверхтонких сверхрешеток, существенно зависят от m и n , так как при изменении числа слоев соответствующим образом изменяется и размещение атомов по позициям Уайкофа. При

этом изменяется и структура колебательного представления, т. е. фононный спектр существенно перестраивается.

Таким образом, развитый подход позволяет из анализа спектров КРС получить полезную информацию о кристаллической микроструктуре и совершенстве сверхрешетки в пределах одного монослоя.

Литература

1. Klein M.V. IEEE J. Quant. Electr., 1986, QE-22, 1760.
2. Kuboto K. et al. Sol. St. Comm., 1984, 48, 157.
3. Sood A.K. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2115; Phys. Rev. B, 1985, 32, 1412.
4. Jusserand B. et al. Superlattices and Microstructures, 1985, 1, 61.
5. Ichibashi A. et al. Phys. Rev. B, 1986, 33, 2887.
6. Maciel A.C. et al. J. Phys. C, 1987, 20, 3041.
7. Arora A., Ramdas A.K. Phys. Rev. B, 1987, 36, 1021.
8. Байрамов Б.Х. Препринт ФТИ, 1987, № 1192.
9. Shu-Lin Z. et al. Phys. Rev. B, 1989, in press.
10. Bairamov B.H. et al. In: 4-th Int. Conf. Superlattices, Microstructures and Microdevices. --Miramare, Trieste (Italy), 1988, p. 56.
11. Pokatilov E.P., Beril S.I. Phys. Stat. Sol. (b), 1983, 118, 567.
12. Fen R.S. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 8899.
13. Китаев Ю.Э., Эварестов Р.А. ФТТ, 1988, 30, 2970.
14. Miller S.C., Love W.F. Tables of irreducible representations of space groups and corepresentations of magnetic space groups. Colorado: Boulder, 1967.