

Длинноволновые оптические фононы в сверхрешетке ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te

© Л.К. Водопьянов, С.П. Козырев, Ю.Г. Садофьев

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

E-mail: vodopian@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 3 марта 2003 г.)

Представлены результаты анализа спектров решеточного ИК отражения при температурах 300 и 10 К от сверхрешетки ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с буферным слоем ZnTe. Обнаружено, что спектр сверхрешетки характеризуется только одной полосой отражения. Дисперсионный анализ экспериментального спектра показал наличие только одной ТО моды, близкой по частоте к моде чистого ZnTe. Эффект объясняется сдвигом частот решеточных мод слоев сверхрешетки ZnTe и Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te навстречу друг другу, вызванным внутренними упругими напряжениями в сверхрешетке из-за несогласованности решеточных параметров материала слоев.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03-02-7110).

Несмотря на заметный интерес к изучению сверхрешеток на основе полупроводниковых соединений II–VI, работы по исследованию фононных свойств таких сверхрешеток немногочисленны. Нам известны работы по исследованию решеточных свойств сверхрешеток HgTe/CdTe на подложке Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te, образованных компонентами с практически одинаковыми решеточными параметрами [1,2]. Условие согласованных решеточных параметров позволило интерпретировать спектры решеточного отражения сверхрешеток HgTe/CdTe с использованием свойств объемных решеточных мод Hg–Te и Cd–Te колебаний в сплавах Hg_{1–x}Cd_xTe. В результате анализа спектров решеточного ИК отражения построена модель реальной сверхрешетки, учитывающая взаимодиффузию атомов Hg и Cd в соседних слоях и образование вблизи границы раздела сплава HgCdTe.

Более сложный случай для исследования решеточных свойств представляют сверхрешетки на основе компонентов с несогласованными решеточными параметрами. Отсутствие решеточного согласования приводит к возникновению в таких структурах упругих напряжений, существенным образом влияющих на их физические свойства. В [3] представлены результаты исследования спектров решеточного ИК отражения напряженных сверхрешеток ZnSe/Zn_{1–x}Cd_xSe ($x = 0.2, 0.4$) на подложке GaAs. Ранее нами было показано [4], что система твердых растворов Zn_{1–x}Cd_xSe характеризуется одномодовой перестройкой колебательного спектра. С учетом одномодовости Zn_{1–x}Cd_xSe вместо ожидаемых двух ИК активных решеточных мод слоев ZnSe и Zn_{1–x}Cd_xSe в спектре решеточного отражения сверхрешетки проявлялась только одна мода с промежуточной частотой. Этот результат объясняется сближением частот решеточных мод слоев под воздействием внутренних упругих напряжений.

1. Выращивание сверхрешеток и измерения

Сверхрешетки ZnTe/Cd_xZn_{1–x}Te ($x = 0.2$) были выращены методом эпитаксии из молекулярных пучков в установке „Катунь“ на неотклоненных от точной ориентации (100) подложках полуизолирующего арсенида галлия. Для испарения всех используемых веществ использовались особо чистые (6N) элементы. Очистка поверхности GaAs от слоя естественных окислов проводилась прогревом до 580°C в сверхвысоковакуумной камере предварительной подготовки образцов. Подложку перемещали в камеру роста после остывания до температуры эпитаксиального наращивания буферного слоя ZnTe и выдерживали в парах цинка с эквивалентным давлением 3×10^{-5} Па около 2 min. Выращивание буферного слоя ZnTe толщиной 1.5–2 μm проводили при температуре подложки 350°C. Квантово-размерная часть структур ZnTe/CdZnTe была выращена при пониженной до 280°C температуре для предотвращения реиспарения кадмия и формирования по возможности более резких границ раздела слоев. Отношение эквивалентного давления молекулярного пучка теллура к суммарному давлению пучков Cd и Zn было близким к двум, что обеспечивало сосуществование на поверхности выращиваемых слоев сверхструктуры, состоящей из смеси реконструкций $(1 \times 2) + c(2 \times 2)$, что соответствует в наибольшей степени условиям стехиометрического роста. Скорость роста поддерживали равной 0.2 nm/s, для буферного слоя ZnTe и снижали до 0.1 nm/s перед выращиванием квантово-размерной части структуры. Контроль состава наращиваемых слоев осуществляли по изменению периода осциллирующих рефлексов на картинах дифракции быстрых электронов, соответствующих росту ZnTe и CdZnTe, а также по положению линий излучения одиночных квантовых ям, выращенных

в серии экспериментов по калибровке молекулярных источников.

Измерения спектров решеточного ИК отражения сверхрешетки проводились на лабораторной модели дифракционного ИК спектрометра и на Фурье-спектрометре Bruker IFS-66 с разрешением не хуже 1 см⁻¹.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 тонкой линией представлен измеренный спектр решеточного ИК отражения при 300 К для сверхрешетки ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te. Там же жирной линией показан спектр, рассчитанный методом дисперсионного анализа. Из рисунка видно, что коротковолновая полоса соответствует решеточной моде подложки GaAs, а спектр сверхрешетки представлен только одной полосой, и последующий математический анализ подтверждает это. На кривой отражения также наблюдаются частые осцилляции с шагом 2.5 см⁻¹, связанные с интерференцией на подложке GaAs толщиной 400 мкм.

Дисперсионный анализ спектров решеточного отражения сверхрешетки проводился, исходя из модельной структуры, образованной тонкой пленкой (сверхрешетка + буферный слой) поверх объемной (полубесконечной) подложки. В рамках модельной структуры для пленки толщиной L с диэлектрической функцией $\epsilon_f(\omega)$ и подложки с диэлектрической функцией $\epsilon_s(\omega)$ при нормальном падении света амплитудный коэффициент

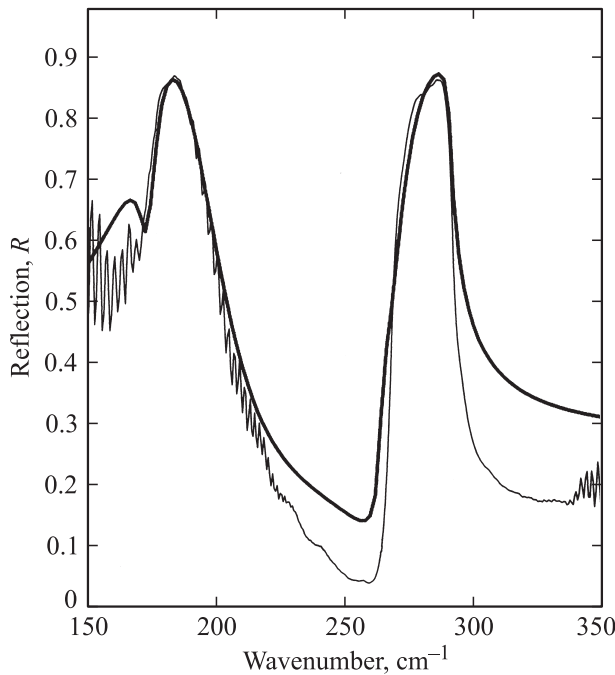


Рис. 1. Спектры решеточного ИК отражения при 300 К для сверхрешетки ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te. Тонкой линией представлен экспериментальный спектр, жирной линией — рассчитанный спектр.

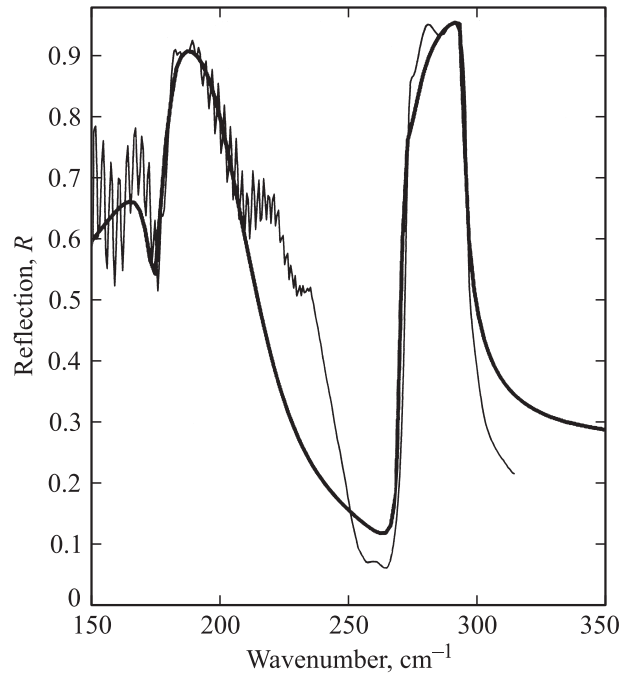


Рис. 2. Спектры решеточного ИК отражения при 10 К для сверхрешетки ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te. Тонкой линией представлен экспериментальный спектр, жирной линией — рассчитанный спектр.

отражения имеет вид [5]

$$r_{1fs}(\omega) = \frac{r_{1f}(\omega) + r_{fs}(\omega) \exp(i2\beta)}{1 + r_{1f}(\omega)r_{fs}(\omega) \exp(i2\beta)}, \quad (1)$$

где:

$$r_{1f}(\omega) = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_f(\omega)}}{1 + \sqrt{\epsilon_f(\omega)}}, \quad r_{fs}(\omega) = \frac{\sqrt{\epsilon_f(\omega)} - \sqrt{\epsilon_s(\omega)}}{\sqrt{\epsilon_f(\omega)} + \sqrt{\epsilon_s(\omega)}}$$

$$\text{и } \beta = \frac{2\pi L \sqrt{\epsilon_f(\omega)}}{\lambda},$$

где λ — длина волны ($= \frac{10000}{\omega}$). Коэффициент отражения $R(\omega) = |r_{1fs}(\omega)|^2$.

Диэлектрическая функция пленки $\epsilon_f(\omega)$ рассматривалась в классической аддитивной форме

$$\epsilon_f(\omega) = \epsilon_\infty + \sum_j \frac{S_j \cdot \omega_{Tj}^2}{\omega_{Tj}^2 - \omega^2 - i \cdot \omega \cdot \gamma_j}. \quad (2)$$

Из дисперсионного анализа спектра решеточного отражения сверхрешетки при комнатной температуре была получена только одна решеточная мода сверхрешетки на частоте 177 см⁻¹, которая близка к частоте ТО моды чистого ZnTe (179 см⁻¹). Поскольку разница частот ТО мод слоев ZnTe и Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te невелика (~ 6 см⁻¹), эти моды могли быть неразрешенными из-за достаточно больших значений параметров затухания этих мод (порядка 3 см⁻¹) при комнатной температуре.

С целью разрешения вкладов отдельных слоев сверхрешетки ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te//GaAs были проведены измерения спектров решеточного ИК отражения при температуре 10 К. На рис. 2 тонкой линией показан измеренный спектр решеточного ИК отражения при 10 К для сверхрешетки ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te и жирной линией — спектр, рассчитанный методом дисперсионного анализа. Качественно картина спектра не изменилась. Наблюдается (в пределах спектрального разрешения прибора) только одна ТО мода на частоте 181 см⁻¹, близкая к частоте ТО моды чистого ZnTe при температуре 4.2 К (182 см⁻¹). Плечо, проявляющееся с низкочастотной стороны от ТО моды сверхрешетки, не является ИК активным колебанием, а, скорее, вызвано интерференцией на слое, состоящем из сверхрешетки и буфера. Доводом в пользу этого предположения является наличие частых осцилляций, связанных с интерференцией на подложке, наблюдение которых возможно только в области прозрачности подложки и многослойной структуры. Мода в области 146 см⁻¹, соответствующая колебанию двухмодовой системы твердых растворов Zn_{1-x}Cd_xTe, подобному колебанию в CdTe, не наблюдается из-за ее слабости.

Проанализируем причины того, что в эксперименте наблюдается лишь одна поперечная оптическая мода. Как показали наши более ранние работы [6,7], частоты ТО мод объемных кристаллов ZnTe и Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te при комнатной температуре соответственно равны 179 и 173 см⁻¹. Разница в частотах в ~ 6 см⁻¹ хотя и невелика, но могла бы быть замеченной в эксперименте. Однако следует учесть, что в сверхрешетке частоты колебательных мод испытывают смещения под влиянием внутренних упругих напряжений. Оценим величины этих смещений, используя тот же подход, что и в работах [3,8]. Упругие деформации рассчитываются из условия равновесия двух натянутых друг на друга слоев, составляющих сверхрешетку. Мы не нашли в литературе значений упругих констант для Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te. Поэтому они рассчитывались с помощью экстраполяции $C_{ik}(x) = C_{ik}(0) \cdot (a/a(x))^3$ [8], где $C_{ik}(0)$ и a — упругие константы и постоянная решетки для ZnTe, а $C_{ik}(x)$ и $a(x)$ — аналогичные величины для твердого раствора. Для Zn_{0.8}Cd_{0.2} коэффициент $K(x)$, связывающий относительное изменение частоты ТО колебаний, поляризованных вдоль слоев, и деформацию в том же направлении, получался линейной интерполяцией между значениями этих коэффициентов для CdTe ($x = 0$) и ZnTe ($x = 1$). В результате проведенных расчетов получены следующие величины сдвигов и конечных значений частот в слоях. В слоях ZnTe, испытывающих растягивающее напряжение, $\Delta\omega_{TO} = -2.7$ см⁻¹, $\omega_{TO} = 176.3$ см⁻¹. В испытывающих сжимающее напряжение слоях сплава Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te $\Delta\omega_{TO} = 4$ см⁻¹, $\omega_{TO} = 177$ см⁻¹. Разница частот 0.7 см⁻¹, значительно меньшая постоянной затухания (~ 3 см⁻¹), вряд ли может быть обнаружена экспериментально. Проведенные оценки объясняют проявление в наших измерениях единственной ТО моды.

Таким образом, анализ решеточных спектров ИК отражения от сверхрешеток ZnTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te в ряду других сверхрешеток на основе соединений II–VI подтвердил наше предположение о влиянии природы химических связей на фоннный спектр многослойных структур. Так, в сверхрешетках на основе соединений III–V, где преобладают короткодействующие ковалентные связи, проявляются индивидуальные свойства каждого слоя. В результате в колебательных спектрах обнаруживаются моды, характерные для сверхрешеток, такие как „плененные“, свернутые и пограничные фононы [9]. В многослойных структурах на основе соединений II–VI, где преобладают дальнедействующие ионные связи, наоборот, происходит сближение частот фононов соседних слоев в одну общую моду и не проявляются колебательные моды, характерные для сверхрешетки.

Список литературы

- [1] S. Perkowitz, R.S. Sudharsanan, S. Yom. *J. Vac. Sci. Technol.* **A5**, 3157 (1987).
- [2] С.П. Козырев. *ФТТ* **36**, 10, 3008 (1994).
- [3] В.С. Виноградов, Л.К. Водопьянов, С.П. Козырев, Ю.Г. Садофьев. *ФТТ* **43**, 7, 1310 (2001).
- [4] Л.К. Водопьянов, С.П. Козырев, Ю.Г. Садофьев. *ФТТ* **41**, 6, 982 (1999).
- [5] H.W. Verleur. *JOSA* **58**, 1356 (1968).
- [6] Л.К. Водопьянов, Е.А. Виноградов, А.Е. Цуркан. *ЖПС* **21**, 2, 321 (1974).
- [7] Е.А. Виноградов, Л.К. Водопьянов. *ФТТ* **17**, 11, 3161 (1975).
- [8] В.С. Виноградов, Л.К. Водопьянов, С.П. Козырев, Ю.Г. Садофьев. *ФТТ* **41**, 11, 1948 (1999).
- [9] H. Shin, D. Lackwood, P. Pool. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2, 229 (2000).