

Фотоэлектроника

УДК 621.315.592

Исследование характера изменения решеточных колебаний в зависимости от пространственного распределения цинка по глубине эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных на подложках $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$

А. И. Белогорохов, И. А. Денисов, Н. А. Смирнова, А. А. Флоренцев,
Н. В. Пашкова

ФГУП "Гиредмет", Москва, Россия

Исследованы оптические свойства эпитаксиальных слоев (ЭС) $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$. Из оптических спектров в области края основного поглощения получены значения ширины запрещенной зоны для различных значений состава материала ЭС при поэтапном уменьшении толщины слоя в результате химического травления. Параллельно с этим проведены исследования изменений в дисперсионных зависимостях коэффициента отражения в области решеточных колебаний. Проведены теоретические расчеты частот основных оптических фононов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ в рамках модели однородных ячеечных смещений. Из сравнения экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов сделан вывод о том, что в непосредственной окрестности гетерограницы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ в процессе роста ЭС при определенных условиях образуется тонкий слой твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$.

Физические свойства твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ делают этот материал практически идеальным для создания фотоприемных устройств, работающих в окнах прозрачности атмосферы, расположенных в инфракрасной (ИК) области спектра. ИК-фотоприемники, выполненные на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, находят широкое применение в различных сферах деятельности [1]: медицина, научные исследования, мониторинг окружающей среды, приборы специального назначения и др. В настоящее время основной задачей ИК-приборостроения является создание высокоэффективных широкоформатных матричных фотоприемников на основе ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [2]. Для успешного решения этой проблемы необходима разработка методов получения ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ большой площади с высоким структурным совершенством, однородным распределением свойств по площади, высоким качеством поверхности. Данная работа посвящена исследованию характера изменений вибрационных свойств твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, вызванных присутствием в ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ цинка, продифундировавшего из подложки CdZnTe во время роста ЭС.

Образцы и методика эксперимента

Исследовались ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -типа проводимости, выращенные на подложках $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ (111) методом жидкофазной эпи-

таксии (ЖФЭ) в запаянной кварцевой ампуле из раствора-расплава на основе теллура. В отличие от случая объемных монокристаллических образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ после процедуры селективного травления в ЭС не было обнаружено включений второй фазы. Это связано с тем, что температура эпитаксиального роста ниже температуры выращивания объемного материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и при этом находится ниже точки максимальной ретроградной растворимости теллура (630 °C). Выращенные слои имели p -тип проводимости с концентрацией носителей заряда $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и их подвижностью $\sim (200-240) \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при температуре жидкого азота. Последующий проведенный отжиг образцов в насыщенных парах ртути при температуре 360 °C позволил понизить концентрацию носителей заряда до значений $\sim (0,8-1,0) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Значения подвижности носителей стали составлять $\sim 500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Подложки $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$, ориентированные в направлении (111), вырезали из кристаллов, выращенных при использовании вертикального варианта методом Бриджмена из расплава, близкого по составу к стехиометрическому. После операций шлифовки и химико-механической полировки образцы имели диаметр 30-50 мм, толщину $750 \pm 50 \text{ мкм}$. Структурное совершенство образцов CdZnTe исследовалось с помощью методов металлографии. В использовавшихся нами подложках $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ плот-

ность дислокаций составляла $N_d \leq 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$, двойники и включения второй фазы отсутствовали.

Оптические спектры были получены на фурье-спектрометре IFS-113v (Bruker, Германия) в диапазоне волновых чисел $10\text{--}5000 \text{ см}^{-1}$ со спектральным разрешением не хуже $0,2 \text{ см}^{-1}$. Обработка полученных спектральных зависимостей коэффициента отражения $R(\omega)$ проводилась с использованием комбинированного подхода, включающего в себя соотношения Крамерса-Кронига и дисперсионный анализ [3]. В рамках этого подхода реальная дисперсионная зависимость коэффициента отражения от длины волны падающего на образец электромагнитного излучения аппроксимируется с помощью комплексной диэлектрической проницаемости материала $\epsilon(\omega)$. Последняя, в свою очередь, задается суммой независимых затухающих осцилляторов

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \prod_j \frac{\omega_{LOj}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{LOj}}{\omega_{TOj}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{TOj}}, \quad (1)$$

где ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость;

ω_{TOj} и γ_{TOj} — частота и параметр затухания j -й поперечной оптической моды, соответственно;

ω_{LOj} и γ_{LOj} — имеют аналогичный смысл для продольной моды.

Вклад свободных носителей заряда в $\epsilon(\omega)$ можно учесть, добавив в (1) дополнительное слагаемое:

$$\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_p)}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{\epsilon_\infty m^*}, \quad (2)$$

где ω_p и γ_p — частота и параметр затухания плазменных колебаний, соответственно;

N — концентрация свободных носителей заряда;

m^* — эффективная масса.

С помощью метода химического травления проводилось поэтапное уменьшение толщины ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и регистрировались оптические спектры в области межзонного поглощения и решеточного отражения.

Результаты и их обсуждение

Перестройку колебательного спектра твердых растворов типа $\text{AB}_{1-x-y}\text{C}_x\text{D}_y$ можно теоретически описать с привлечением модели однородных смещений. В рамках этой модели предполагается, что атомы одного сорта колеблются в твердом растворе в фазе и с одинаковой амплитудой, при этом подрешетка типа A упорядочена, а по узлам другой подрешетки хаотически распределены атомы сорта B , C и D . Существующие в настоящее время различные модификации этой модели отличаются друг от друга в

подходе к учету влияния эффектов дальнегодействующего взаимодействия. Введение в рассмотрение последних влечет за собой появление в уравнениях движения атомов твердого раствора ряда подгоночных параметров, численные значения которых не всегда соответствуют реальной физической картине. Для того чтобы минимизировать число подгоночных параметров при проведении расчета колебательного спектра четверного твердого раствора замещения, необходимо детально проанализировать спектральные зависимости основных оптических фононов тройных твердых растворов, которые имеют место в предельных случаях $x \rightarrow 0$ или $y \rightarrow 0$. Модель однородных смещений в том виде, в котором она использовалась авторами работы [4], не содержала подгоночных параметров и позволяла теоретически объяснить существование двух типов спектров решеточного поглощения тройных твердых растворов замещения. В рамках этой модели учитывается взаимодействие ближайших атомов, а выражение для локального электрического поля содержит две компоненты: микроскопическое поле и поле, обусловленное макроскопической поляризацией. Предложенный в работе [4] подход не позволяет получить значения частот решеточных колебаний при значительной ($> 20\%$) концентрации примесных атомов, что значительно ограничивает его применение. Так, например, при более высоких концентрациях примеси рассчитанные значения частот примесных колебаний меньше их экспериментальных значений, и это расхождение тем больше, чем больше разница в массах замещаемого и примесного атомов. Для того чтобы устранить указанное несоответствие было предложено вместо одноузельного [4] использовать многоузельное приближение [5], в рамках которого рассматриваются однородные по всему кристаллу значения относительных смещений атомов в ячейках (AB , AC и AD в твердом растворе $\text{AB}_{1-x-y}\text{C}_x\text{D}_y$) и однородные смещения центров тяжести ячеек. К преимуществам этой модели можно отнести тот факт, что она не содержит подгоночных параметров и значения межячеечных силовых постоянных удастся оценить из дисперсионных зависимостей оптических ветвей бинарных компонентов твердого раствора $\text{AB}_{1-x-y}\text{C}_x\text{D}_y$ — AB , AC и AD .

Расчет фононных спектров твердых растворов на основе модели однородных ячейечных смещений предполагает малость межячеечного взаимодействия по сравнению с внутриячеечным. Гамильтониан решетчатого смешанного кристалла в гармоническом приближении имеет вид

$$H = \frac{1}{2} \sum_{\alpha, l, s} M_{ls} [\dot{U}_\alpha(l, s)]^2 + \frac{1}{2} \sum_{\beta, l', s'} \Phi_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} l & l' \\ s & s' \end{pmatrix} U_\alpha(l, s) U_\beta(l', s'), \quad (3)$$

где $U_\alpha(l_s)$ — α -я компонента вектора смещения s -го атома из положения равновесия в l -й элементарной ячейке;

M_{ls} — масса атома с номером s ;

$\Phi_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} l & l' \\ s & s' \end{pmatrix}$ — силовые константы, равные вторым

производным по U_α , U_β от потенциальной энергии взаимодействия атомов кристалла, взятым в положениях равновесия.

Вследствие независимости потенциальной энергии от малых трансляций кристалла как целого, силовые постоянные удовлетворяют условиям равновесия

$$\sum_{l',s'} \Phi_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} l & l' \\ s & s' \end{pmatrix} = 0.$$

Для кристаллической решетки с двумя ионами в элементарной ячейке, обладающей кубической симметрией уравнения движения, полученные из гамильтониана (3), запишутся в виде

$$M_{ls} \ddot{U}_\alpha(l_s) = - \sum_{\beta,l',s'} \Phi_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} l & l' \\ s & s' \end{pmatrix} U_\beta(l's'). \quad (4)$$

Пусть подрешетка $l = 1$ упорядочена и занята атомами сорта A , подрешетка $l = 2$ состоит из хаотически разбросанных по узлам атомов B , C и D . Чтобы явно выделить внутри- и межъячеечные взаимодействия в уравнение движения (4) необходимо ввести новые переменные, которые характеризуют смещения центров масс ячеек и относительные смещения атомов в ячейках [6]. В пренебрежении относительным движением центров тяжести ячеек разного сорта для векторов относительного смещения атомов в ячейках всех сортов будет справедливо следующее выражение:

$$\mu_i \ddot{U}_i = - \Phi_{ii} \bar{U}_i - \sum_{j=1}^3 P_j(x, y) \varphi_{ij} \bar{U}_j, \quad (5)$$

где μ_i — приведенная масса атомов, составляющих ячейку сорта i ;

i — номер элементарной ячейки;

$i = 1, 2, 3$ отвечают ячейкам HgTe , CdTe и ZnTe .

Силовые постоянные Φ_{ii} и φ_{ij} характеризуют взаимодействие при относительном движении атомов в ячейках и отвечают взаимодействию центров масс ячеек. $P_j(x, y)$ есть вероятность реализации ячейки сорта j . Выводя за рамки рассмотрения относительное движение центров тяжести ячеек разного сорта, необходимо, тем не менее, учитывать локальное электрическое поле E_{loc} , обусловленное колебаниями решетки. В таком случае в уравнении (5) появится еще один член $+e_i \bar{E}_{loc}$. Под e_i в данном случае подразумеваются эффективные заряды ионов, формирующих ячейки разного типа. В свою очередь, локальное электрическое поле можно

выразить через дальнodelствующее кулоновское поле E и макроскопическую поляризацию кристалла P :

$$\bar{E}_{loc} = \bar{E} + \frac{4\pi}{3} \bar{P}.$$

Макроскопическую поляризацию можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} \bar{P} = (1 - x - y) & \left\{ \frac{e_{AB}}{v} (\bar{U}_A - \bar{U}_B) + \frac{d_A + d_B}{v} \bar{E}_{loc} \right\} + \\ & + x \left\{ \frac{e_{AC}}{v} (\bar{U}_A - \bar{U}_C) + \frac{d_A + d_C}{v} \bar{E}_{loc} \right\} + \\ & + y \left\{ \frac{e_{AD}}{v} (\bar{U}_A - \bar{U}_D) + \frac{d_A + d_D}{v} \bar{E}_{loc} \right\}, \end{aligned}$$

где d_A , d_B , d_C и d_D — поляризуемости ионов A , B , C и D за счет деформации электронных оболочек;

v — объем элементарной ячейки.

Следуя подходу, принятому в электродинамике сплошных сред [6], микроскопические величины можно выразить через макроскопические, такие, как высокочастотные (ϵ_∞) и статические (ϵ_0) диэлектрические проницаемости крайних компонент твердого раствора замещения:

$$\begin{aligned} \frac{(d_1 + d_2)_i}{v} &= \frac{\epsilon_{\infty,i} - 1}{\epsilon_{\infty,i} + 2}; \\ \frac{\Phi_{ii}^0(n_i + 1)}{\mu_i} &= \frac{\epsilon_{0,i} + 2}{\epsilon_{\infty,i} + 2} \omega_{TO,i}^2; \\ \frac{4\pi e_i^2}{9 \mu_i v} &= \frac{\epsilon_{0,i} - \epsilon_{\infty,i}}{(\epsilon_{\infty,i} + 2)^2} \omega_{TO,i}^2, \end{aligned} \quad (6)$$

где d_1 характеризует атомы сорта A , а d_2 — сорта B , C или D ;

$\omega_{TO,i}$ — частота поперечных оптических фононов в точке Γ зоны Бриллюэна беспримесного бинарного кристалла.

Диагональные элементы межъячеечных силовых постоянных φ_{ij} , характеризующие дисперсию оптических ветвей, представлены в виде

$$\varphi_{ii} = n_i \Phi_{ii}^0, \quad (7)$$

где Φ_{ii}^0 есть силовые постоянные, характеризующие взаимодействие внутри ячеек разного сорта в беспримесных бинарных компонентах твердого раствора замещения.

Из уравнений (6) и (7) можно получить следующее соотношение:

$$\frac{\varphi_{ii}}{\mu_i} = \frac{n_i}{1 + n_i} \frac{\epsilon_{0,i} + 2}{\epsilon_{\infty,i} + 2} \omega_{TO,i}^2.$$

Из дисперсионных кривых оптических фононов можно оценить значения n_i [4]:

$$\omega_{TO,LO}(q) = \omega_{TO,LO}(0) \left\{ 1 - \frac{n_{TO,LO,i}}{2} \left(\frac{qa}{2\pi} \right)^2 \right\},$$

$$n_i = 1/2(n_{TO,i} + n_{LO,i}), \tag{8}$$

где $\omega_{LO,i}$ — частота продольных оптических фононов в i -й ячейке.

Далее необходимо в явном виде учесть взаимодействие кристалла с примесной ячейкой, что приводит к процедуре перенормировки внутриячеечных силовых постоянных примесных ячеек [7]:

$$\Phi_{ii} = \Phi_{ii}^0 + \text{sign} \sum_{j=1}^3 P_j(x,y) \varphi_{ij}. \tag{9}$$

В уравнении (9) знак плюс соответствует случаю, когда приведенная масса атомов, составляющих i -ю примесную ячейку, больше, чем эффективная масса атомов кристалла, в которой располагается данная ячейка. В противном случае необходимо выбрать знак минус. Для нахождения частот внутриячеечных колебаний можно воспользоваться уравнениями, приведенными в работе [7]:

$$\Omega_{ii}^\perp - \omega^2 + \sum_{j=1; j \neq i}^3 \Omega_{ij}^\perp = 0; \tag{10}$$

$$\Omega_{ii}^\parallel - \omega^2 + \sum_{j=1; j \neq i}^3 \Omega_{ij}^\parallel = 0. \tag{11}$$

Значения величин $\Phi_{ii}^\perp, \Phi_{ij}^\perp, \Phi_{ii}^\parallel, \Phi_{ij}^\parallel$, входящих в (8) и (9), приведены в работе [7]. Решая совместно уравнения (10) и (11), можно найти значения частот основных оптических фононов для любых x и y . В этом случае в кристалле реализуются три типа ячеек — AB, AC и AD .

Значения параметров бинарных соединений, которые были использованы для расчета частот основных оптических фононов твердых растворов $Cd_xHg_{1-x-y}Zn_yTe$, приведены в таблице.

Параметры бинарных кристаллов, формирующих твердый раствор $Cd_xHg_{1-x-y}Zn_yTe$

Кристалл	μ	ϵ_∞	ϵ_0	$\omega_{TO}, \text{см}^{-1}$	n
ZnTe	43,2	7,3	10,1	179	0,15 [7]
CdTe	59,80	7,2	10,6	139	0,15 [7]
HgTe	78,0	14,0	20,3	118	0,21

Используя соотношения (1) и (2), из экспериментальных спектров отражения в области решеточного поглощения можно получить информацию о спектральном положении основных фононных мод твердого раствора $Cd_xHg_{1-x-y}Zn_yTe$. Сравнив эти данные с результатами теоретического расчета, можно оценить значения x и y .

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости $R(\omega)$ одного из образцов $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_{1-y}Zn_yTe$, полученные на разных стадиях травления ЭС. Форма кривых 2 и 3 характеризуется трехмодовым типом перестройки кристаллической решетки. Для наглядности на рис. 1 указаны области, в которых должны про-

являться максимумы в спектральных зависимостях $R(\omega)$, обусловленные однофононными резонансами в бинарных кристаллах HgTe, CdTe и ZnTe. Форма кривой 1 в большей степени соответствует двухмодовому типу поведения (моды HgTe и CdTe), а в случае, когда мы в результате многоэтапного травления ЭС вплотную приблизились в границе гетероперехода (кривая 4), ситуация, наоборот, усложнилась: в зависимости $R(\omega)$ появились дополнительные особенности, которые ранее в спектрах отсутствовали. На рис. 1 сплошной линией под номером 5 показан $R(\omega)$ после углубления в результате травления в подложку на ~ 2 мкм. Здесь, как и в случае кривой 1, мы имеем дело с двухмодовым типом перестройки кристаллической решетки, с той лишь разницей, что проявляются моды колебаний ZnTe и CdTe. Тем не менее, в $R(\omega)$ под номером 1 имеет место дополнительная особенность, связанная с локальной модой цинка в твердом растворе $Cd_{0,226}Hg_{0,774}Te$, располагающаяся в области волновых чисел $\sim 159,4 \text{ см}^{-1}$, а в $R(\omega)$ под номером 5 присутствует локальная мода Hg в $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ ($\omega \sim 126,7 \text{ см}^{-1}$). В последнем случае это связано с диффузией атомов ртути из раствора-расплава в подложку в процессе роста ЭС. Стрелки на рис. 1 указывают на появление особенностей в зависимостях $R(\omega)$, обусловленных присутствием атомов цинка в эпитаксиальном слое.

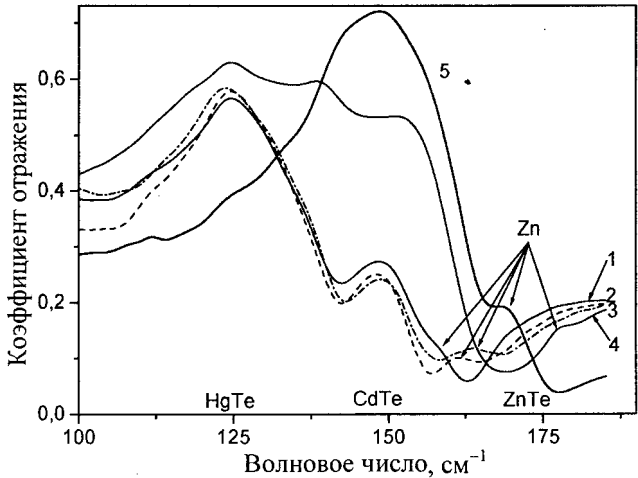


Рис. 1. Пример изменения спектральных зависимостей $R(\omega)$ образца $Cd_{0,226}Hg_{0,774}Te/Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ при последовательном уменьшении его толщины d (мкм):
1 — $d = 14,2$; 2 — $d = 9,9$;
3 — $d = 6,8$; 4 — $d = 1,9$.
Кривая 5 соответствует $R(\omega)$ подложки

На рис. 2 представлены зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости $\text{Im}[\epsilon(\omega)]$ и мнимой части $1/\epsilon(\omega)$, взятой со знаком минус, $\text{Im}[-\epsilon^{-1}(\omega)]$, по положению максимумов которых можно определить частоты основных оптических фононов в исследуемом образце. Дальнейшее сопоставление полученных экспериментальных данных с результатами расчета

позволило сделать некоторые выводы о характере вхождения цинка и его распределения по толщине ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. На примере одного из образцов $\text{Cd}_{0,226}\text{Hg}_{0,774}\text{Te}/\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$, спектральные зависимости $R(\omega)$, $\text{Im}[-\epsilon^{-1}(\omega)]$ и $\text{Im}[\epsilon(\omega)]$ которого представлены на рис. 1 и 2, можно видеть, что в той части ЭС, которая простирается от его поверхности и до ~ 5 мкм до гетерограницы, цинк присутствует в виде примеси в катионной подрешетке. Об этом, как уже отмечалось выше, свидетельствует появление локальной моды колебаний атомов цинка в спектрах отражения образца. Небольшой сдвиг данной моды в область больших волновых чисел при уменьшении толщины ЭС является следствием незначительного, но регистрируемого, увеличения концентрации атомов цинка от поверхности ЭС по направлению к гетерогранице. Если толщина ЭС становится меньше 3–4 мкм, в оптических спектрах появляются дополнительные особенности, природа появления которых может быть обусловлена встраиванием цинка в катионную подрешетку. При дальнейшем уменьшении толщины ЭС $d < 2$ мкм спектральные зависимости $R(\omega)$ имеют вид, показанный на рис. 1 кривой под номером 4.

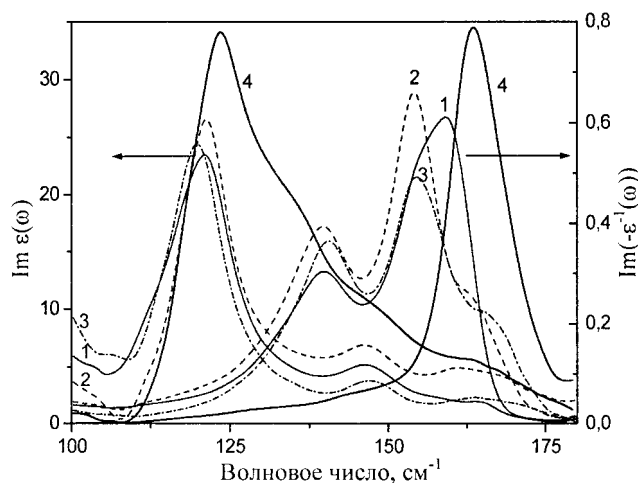


Рис. 2. Спектральные зависимости $\text{Im}(\epsilon(\omega))$ и $\text{Im}(-\epsilon^{-1}(\omega))$ образца $\text{Cd}_{0,226}\text{Hg}_{0,774}\text{Te}/\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$. (Обозначения соответствуют рис. 1)

Из рис. 2 видно, что в этом случае наряду с характерными особенностями спектра, обусловленными модами колебаний типа HgTe , CdTe и ZnTe , присутствуют локальные вибрационные моды цинка в подрешетках HgTe и CdTe ($142,1$ и $170,6$ cm^{-1}). Такая картина характерна для четверного твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$. В правомерности этого утверждения можно убедиться, сравнив оптические спектры $R(\omega)$ ЭС $\text{Cd}_{0,226}\text{Hg}_{0,774}\text{Te}$ при его толщине $d < 2$ мкм и $R(\omega)$ ЭС $\text{Cd}_{0,21}\text{Hg}_{0,76}\text{Zn}_{0,03}\text{Te}$, которые были выращены методом ЖФЭ на подложках

$\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$. Указанные спектральные зависимости приведены на рис. 3. Нетрудно убедиться в их подобии.

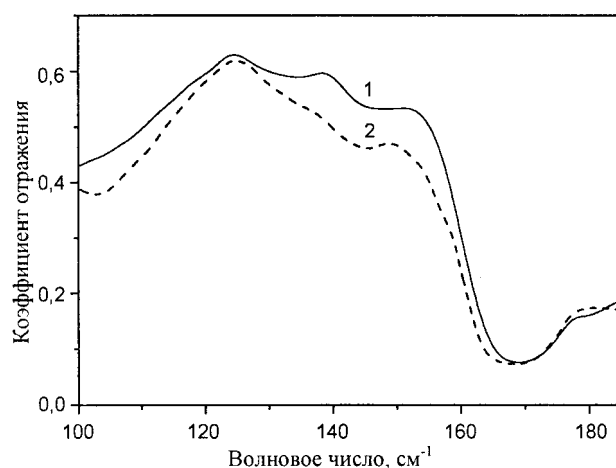


Рис. 3. Спектры отражения $R(\omega)$ ЭС $\text{Cd}_{0,226}\text{Hg}_{0,774}\text{Te}$ при толщине слоя $d < 2$ мкм (1) и твердого раствора $\text{Cd}_{0,21}\text{Hg}_{0,76}\text{Zn}_{0,03}\text{Te}$ (2)

Заключение

Исследованы оптические свойства ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом ЖФЭ на подложках $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$. Проведены исследования изменений в дисперсионных зависимостях коэффициента отражения в области решеточных колебаний. Наблюдалась характерная картина перераспределения сил осцилляторов однофононных резонансов по мере продвижения от поверхности ЭС к гетерогранице. В ряде случаев имели место дополнительные локальные колебания. Для более полного понимания причин их появления в оптических спектрах были выращены ЭС твердых растворов замещения $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$. В дополнение к этому были проведены теоретические расчеты частот основных оптических фононов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ в рамках модели однородных ячеечных смещений. Из сравнения экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов можно сделать вывод, что в непосредственной окрестности гетерограницы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ в процессе роста ЭС при определенных условиях образуется тонкий слой твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$, т. е. цинк в данной области необходимо рассматривать не как примесь, а как один из компонентов катионной подрешетки. Следовательно, при рассмотрении вопроса о согласовании параметров подложки и слоя необходимо всегда принимать во внимание диффузионные процессы цинка в ЭС. Подобный факт можно рассматривать и как альтернативу переходному слою, формирование которого иногда необходимо для согласования параметров кристаллических решеток слоя и подложки, а также для

уменьшения количества различного рода дефектов в области интерфейса и их влияния на время жизни носителей заряда в ЭС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (03-02-16938) и в рамках гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ Российской Федерации НШ-1700.2003.3.

Л и т е р а т у р а

1. Destefanis G. L. High performance LWIR 256×256 HgCdTe FPA operating at 88 K//SPIE Proc., 1997. P. 3061.

2. Tribolet P., Chatard J. P., Costa P., Manissadjian A. Progress in HgCdTe homojunction infrared detectors//J. Crystal Growth, 1998. 184/185. P. 1262—1271.

3. Виноградов Е. А., Хаммадов И. И. Спектроскопия объемных и поверхностных фононов кристаллов. — Ташкент, "Фан", 1989. — 168 с.

4. Genzel L., Martin T. P., Perry C. H. Model for long-wavelength optical-phonon modes of mixed crystals//Phys. Stat. Sol. (B). 1974. № 62. P. 83—92.

5. Зингер Г. М., Инамова И. П., Субашиев А. В.//ФТП. 1976. № 10. С. 479.

6. Борн М., Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958. — 488 с.

7. Burlakov V. M., Litvinchuk A. P., Pyrkov V. N., Tarasov G. G., Vitrikhovskii N. I.//Phys. Stat. Sol. (b). 1985. № 128. P. 389—400.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2004 г.

Examination of character of change of lattice oscillations depending on a spatial distribution of zinc on depth of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ acting epilayers, brought up on $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ substrates

A. I. Belogorokhov, I. A. Denisov, N. A. Smirnova, A. A. Florentsev, N. V. Pashkova
GIREDMET Federal State Unitary Enterprise, Moscow, Russia

The optical behaviour of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ acting epilayers, brought up by a method of a fluid epitaxy on $\text{Cd}_y\text{Zn}_{1-y}\text{Te}$ substrates, is explored. From optical spectrums in the field of edges of the basic uptake the values of breadth of a forbidden region for different values of a composition of a material of acting epilayers are obtained at installment thinning-down of a stratum as a result of a chemical etching. In bridge with it, the examinations of changes in dispersion dependences of the reflex coefficient are conducted in the field of lattice oscillations. The theoretical calculations of frequencies of the $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ basic optical phonons are conducted within the framework of model homogeneous cellular biases. From matching experimental datas with results of theoretical calculations it is drawn a conclusion that in an immediate neighbourhood hetero-boundary of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ during propagation of acting epilayers the lamina of a solid solution of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ will be derivated under certain condition.

УДК 621.315.592

Процессы радиационного дефектообразования в варизонных структурах МЛЭ КРТ при ионной имплантации

А. В. Войцеховский, Д. В. Григорьев, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко
Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Н. Х. Талипов
ИФП СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Представлена физическая модель процессов радиационного дефектообразования в эпитаксиальных пленках КРТ при ионной имплантации, основывающаяся на определяющей роли диффузии первичных радиационных дефектов и образовании комплексов вторичных электрически активных дефектов. Рассмотрены основные факторы, учитывающие влияние варизонного поверхностного слоя на процессы радиационного