

# Многомодовость и манитофононный резонанс четырехкомпонентных твердых растворов теллуридов цинка, кадмия и ртути

© Е.М. Шерегий, Й. Цебульский, Я. Полит, В.И. Иванов-Омский\*, В. Гембицкий†

Институт физики Жешувского педагогического университета,  
35-310 Жушув, Польша

\*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

†Институт физики Политехники в Варшаве,  
00-664 Варшава, Польша

(Получена 9 февраля 1998 г. Принята к печати 10 февраля 1998 г.)

Исследован манитофононный резонанс в многомодовом кристалле твердого раствора  $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$  ( $x = 0.08, y = 0.11$ ) в интервале температур от 77 до 200 К. С целью интерпретации полученной структуры спектра манитофононного резонанса изучены методом комбинационного рассеяния фононные моды трех составов данного твердого раствора. Представленные результаты подтверждают трехмодовое поведение (исключая кластерные моды) фононного спектра этого класса твердых растворов. Сложная структура полос манитофононного резонанса интерпретирована на основе полученных величин фононных частот. Показаны особенности электронного переноса в такой решетке.

## Введение

Наряду с твердыми растворами Ge–Si в последнее время усиленное внимание исследователей привлекают четырехкомпонентные твердые растворы замещения. Это твердые растворы трех соединений с общим анионом (например, арсениды алюминия–галлия–индия [1]) или попарно двух анионов и катионов (например, арсенидов и фосфидов галлия–алюминия [2]). Другой пример — твердые растворы теллуридов цинка–кадмия–ртути, т.е.  $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$  (в дальнейшем ЦКРТ). Впервые внимание на этот материал, который мог бы быть альтернативным по отношению к  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) — главному материалу инфракрасной техники, обратили еще Рогальский и Пиотровский [3] (см. также книгу [4]). Диаграмму состояния и механические свойства ЦКРТ исследовал Р. Трибулье [5]. Цикл работ по этим твердым растворам был проведен в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [6–8]. На материале, полученном авторами [6–8], нами был обнаружен манитофононный резонанс (МФР) [9], исследованы с его помощью температурные зависимости зонных параметров [10], наблюдался манитофононный резонанс на разности фононных частот [11], впервые обнаруженный на КРТ [12]. Уникальность физических свойств ЦКРТ показана в статье [13].

Нам представляется чрезвычайно важной проблема многомодового поведения фононного спектра твердых растворов замещения, когда каждой колебательной ветви соответствует более чем одна фононная частота, связанная с колебательным спектром исходных кристаллов. Например, в КРТ двумодовость была обнаружена в известной работе Барса и Согерса [14], где впервые было показано, что существуют продольные оптические (ЛО-фононы) и поперечные оптические (ТО-фононы) колебания, принадлежащие как  $HgTe$ -подобной, так и  $CdTe$ -подобной подрешеткам кристалла. Причем, как

оказалось, частоты ЛО- и ТО-фононов одной подрешетки сближаются при увеличении содержания другой. Явление двумодовости КРТ позднее было неоднократно подтверждено как в комбинационном рассеянии [15], так в оптических измерениях [16], а также расщеплением пиков МФР [17,18].

В ЦКРТ существуют три подрешетки и следовало бы ожидать трехмодового поведения фононного спектра. Однако это не является очевидным. Многомодовость тесно связана с внутренней структурой кристалла и является отражением стохастически однородного распределения замещений атомов катиона матрицы атомами другого металла. В противном случае проявляются кластеры исходных бинарных соединений, отражением чего являются независимые от состава кластерные моды. Существуют и другие возможности (см., например, обзор [19]).

В данной работе в аспекте многомодовости ЦКРТ проведены исследования МФР и комбинационного (рамановского) рассеяния. Предложена модель для интерпретации структуры пиков МФР, определены зонные параметры и их температурные зависимости. Рассмотрены особенности электронного переноса в такой решетке.

## Описание образцов

Твердые растворы ЦКРТ были получены жидкофазной эпитаксией на подложках высококачественного теллурида кадмия ориентации (111).

Параметры исследованных образцов приведены в табл. 1. Видно, что для состава IV и V удалось получить образцы  $n$ -типа проводимости со сравнительно высокой подвижностью носителей. Температурные зависимости проводимости и коэффициента Холла этих образцов проявляют очевидный активационный характер.

Таблица 1. Параметры исследованных образцов

Номер образца	$x$	$y$	Концентрация электронов, $10^{15} \text{ см}^{-3}$	Подвижность электронов, $10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
I	0.02	0.20	—	—
II	0.07	0.21	—	—
III	0.12	0.17	—	—
IV	0.08	0.11	3.5	9.0
V	0.12	0.10	5.0	5.0
VI	0.17	0.08	2.0	2.5

На рис. 1 показаны концентрационные профили (зависимости концентраций  $C$  компонент от глубины  $h$ ) одной из исследованных пленок ЦКРТ (табл. 1, состав IV), полученные с помощью рентгеновского микроанализа (СОМЕВАХ). Видно, что однородный слой с независимыми от глубины концентрациями компонент имеет толщину около 4 мкм. При большей глубине располагается переходный слой (толщиной около 0.5 мкм), где резко возрастает концентрация кадмия и падают до нуля концентрации цинка и ртути, т.е. наблюдается переход к подложке.

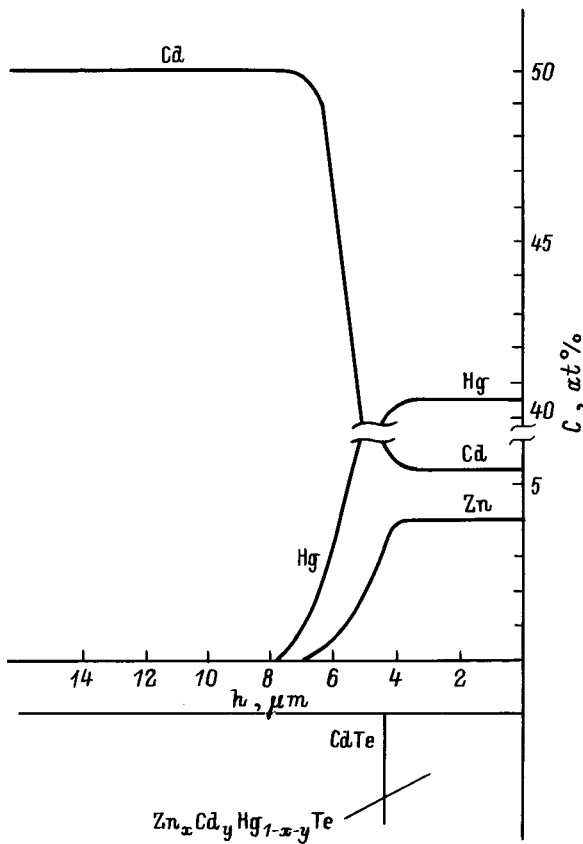


Рис. 1. Концентрационный профиль образца IV. Распределение концентрации трех катионов — ртути (Hg), кадмия (Cd) и цинка (Zn) — получено с использованием рентгеновского микрозонда путем сканирования по естественному сколу.

## Экспериментальные данные магнитофононного резонанса

Магнитофононный резонанс был обнаружен на трех образцах ЦКРТ (образцы IV, V, VI). Измерения проводились в импульсных магнитных полях до  $B = 10 \text{ Тл}$  в температурном диапазоне  $T = 77 \div 200 \text{ К}$ . Наиболее детальные исследования проведены для состава IV. На рис. 2 показаны резонансные кривые, полученные для этого образца при различных температурах. Отличительной особенностью кривых являются широкие, состоящие из нескольких пиков полосы, наблюдаемые в областях  $2.0 \div 3.5$  и  $1.0 \div 1.8 \text{ Тл}$ . Из общих соображений на основании амплитуд пиков и их положения в магнитном поле можно сделать вывод, что широкий максимум в области  $2.0 \div 3.5 \text{ Тл}$  связан с переходами между уровнями Ландау 0 и 1, а максимум, находящийся в поле  $1.0 \div 1.8 \text{ Тл}$ , вызван переходами  $0 \rightarrow 2$  и т.д. Среди первой группы пиков выделяется  $a1^+$  в температурном интервале  $115 \div 146 \text{ К}$ . С повышением температуры усиливается находящийся рядом пик  $a1^-$  и, начиная с  $165 \text{ К}$ , становится доминирующим. Этим двум резонансам соответствует пик  $a2$  в области магнитных полей,

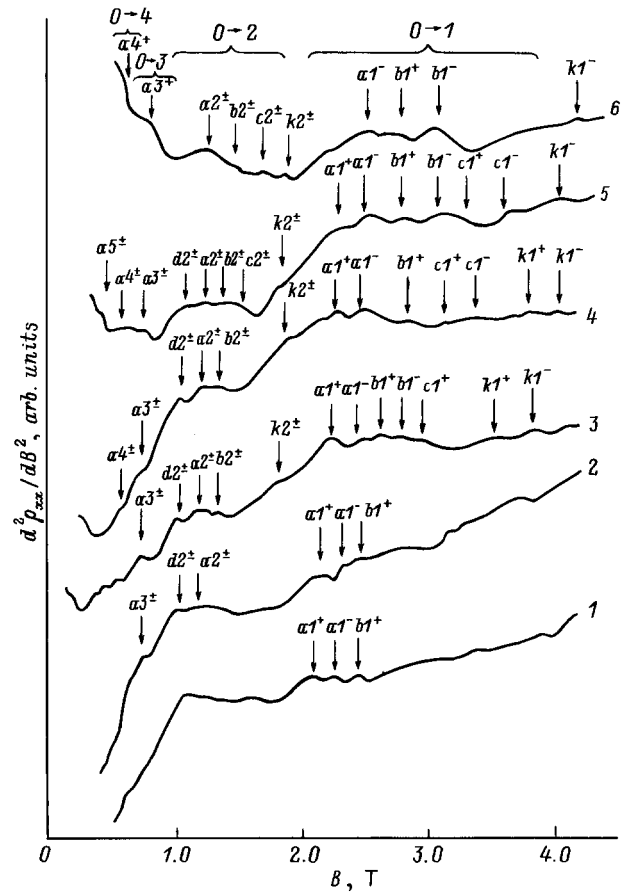


Рис. 2. Экспериментальные зависимости  $d^2 \rho_{xx}(B)/dB^2$  для образца IV при температурах  $T, \text{ К}$ : 1 — 115, 2 — 124, 3 — 146, 4 — 158, 5 — 165, 6 — 172.

где осуществляются переходы  $0 \rightarrow 2$ , поскольку он находится при магнитном поле, приблизительно в 2 раза меньше, чем  $a1^+$  или  $a1^-$  (пики  $a3$  и  $a4$  наблюдаются в магнитных полях, соответственно в 3 и 4 раза более слабых по сравнению с  $a1^+$  и  $a1^-$ ). Аналогичным способом можно установить серии пиков  $b$ ,  $c$  и  $k$ .

Таким образом, структура широких максимумов, которые ясно видны на резонансных кривых рис. 2, соответствуют, на первый взгляд, четырем сериям резонансов, каждая из которых связана с поглощением своего сорта фононов. Поскольку серия  $a$  имеет наибольшую амплитуду и пики этой серии по сравнению с соответствующими пиками других серий сдвинуты в сторону меньших магнитных полей, можно допустить, что эти резонансы вызваны переходами между уровнями Ландау с поглощением LO( $\Gamma$ )-фононов HgTe-подобной подрешетки твердого раствора, имеющей наименьшую частоту LO( $\Gamma$ )-фононов. Однако корректная интерпретация МФР не может быть проведена без независимого изучения фононного спектра кристалла.

### Данные комбинационного рассеяния

Комбинационное рассеяние (КР) возбуждалось излучением аргонового лазера (длина волны  $\lambda = 514.5$  нм) мощностью 200 мВт. Спектры КР записывались с использованием спектрометра Dilor XY. Измерения проводились при комнатной температуре со спектральным разрешением около  $4 \text{ см}^{-1}$ . Все спектры получены в геометрии обратного рассеяния в неполяризованном свете. Последнее было связано со слабым сигналом КР.

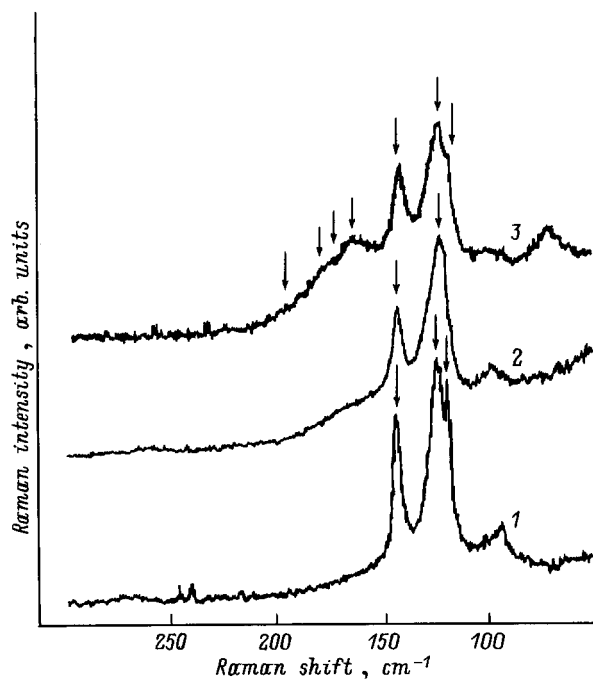


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния при комнатной температуре. 1–3 соответствуют образцам I–III (табл. 1).

Таблица 2. Интерпретация линий КР

Положение линий, $\text{см}^{-1}$			Интерпретация
Образец I	Образец II	Образец III	
118	118	118	ТО HgTe-кластер
121	122	123	ТО HgTe-подобная решетка
142	143	143	ТО CdTe-подобная решетка
—	$165 \div 172$	163	ТО ZnTe-подобная решетка
—	$165 \div 172$	174	ЛО ZnTe-подобная решетка
—	—	180	ТО ZnTe-кластер
—	—	198	ЛО ZnTe-кластер

На рис. 3 приведены спектры КР для трех образцов с возрастающим содержанием цинка (образцы I–III). Видно, что в области  $100 \div 150 \text{ см}^{-1}$  на всех трех кривых наблюдаются две сильные линии. Сравнивая с данными предыдущих работ по КР в твердых растворах КРТ [15] и ЦКТ (цинк–кадмий–теллур) [20], можно предположить, что пары линий 121 и  $142 \text{ см}^{-1}$  (кривая 3) принадлежат ТО-модам HgTe-подобной и CdTe-подобной подрешеток соответственно.

В то же время линия  $163 \text{ см}^{-1}$  (также при  $174 \text{ см}^{-1}$  можно выделить очень слабую линию) на кривой 3, которая не проявляется при очень малом содержании цинка (2% ZnTe — кривая 1) или проявляется слабо (7% ZnTe — кривая 2), несомненно связана с ZnTe-подобной подрешеткой. Более слабые линии на кривой III при 180 и  $197 \text{ см}^{-1}$  практически совпадают с частотами LO-фонона и ТО-фонона бинарного соединения ZnTe.

При  $118 \text{ см}^{-1}$  наблюдается весьма острая линия на кривых 1 и 3 (на кривой 2 практически отсутствует). Эта частота соответствует ТО-моду бинарного соединения HgTe [14–16].

Особенностью полученных спектров КР является то, что в них подавлены LO-моды HgTe-подобной и CdTe-подобной подрешеток и наблюдаются практически только ТО-фононы. Объяснением могло бы служить предположение, что поляризационные колебания экранируются электронами, однако в комбинационном рассеянии КРТ линии, соответствующие LO-фононам, проявляются при некоторых геометриях очень отчетливо [15]. Вместе с тем авторы [21] при исследовании КР в CdTe также в геометрии обратного рассеяния от плоскости (111) в неполяризованном свете наблюдали в несколько раз более сильные максимумы от ТО-фононов по сравнению с максимумами от LO-фононов.<sup>1</sup>

Положения и интерпретация обсуждаемых линий спектров КР для исследованных трех составов приведены в табл. 2. Важным является то, что эксперимент по КР подтвердил непосредственным образом трехмодовый характер решетки твердого раствора  $\text{Zn}_x\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-x-y}\text{Te}$ . Вместе с тем проявилось в этих измерениях существование кластеров теллурида цинка, а также теллурида ртути.

<sup>1</sup> Правила отбора могут быть применены только для КР в поляризованном свете.

### Определение частот продольных оптических фононов

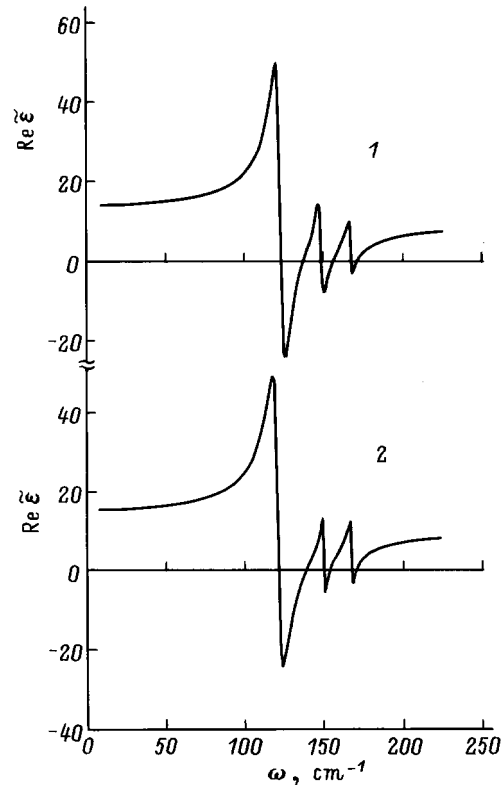
Поскольку из представленных спектров КР невозможно определить частоты ЛО-фононов для HgTe-подобной и CdTe-подобной подрешеток, следует применить известное свойство диэлектрической функции: частоты ЛО-фононов извлекаются как корни уравнения  $Re \tilde{\epsilon} = 0$  [22]. В многомодовом случае этот метод применен в работе [23]. Следуя [23], диэлектрическую функцию  $\tilde{\epsilon}$  строим как сумму трех осцилляторов, соответствующих трем подрешеткам кристалла твердого раствора. Применяв лоренциан для каждого осциллятора, получим

$$\epsilon_{\infty} + \frac{S_1 (\omega_{TO1}^2 - \omega^2)}{(\omega_{TO1}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_1^2} + \frac{S_2 (\omega_{TO2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{TO2}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_2^2} + \frac{S_3 (\omega_{TO3}^2 - \omega^2)}{(\omega_{TO3}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_3^2} = 0. \quad (1)$$

Параметры  $S_i$ ,  $\gamma_i$  представляют собой силу осциллятора и фактор затухания каждой моды соответственно;  $\epsilon_{\infty}$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость пленки. Величина  $S_i$  определялась на основании величин сил осцилляторов исходных бинарных соединений с помощью простых формул:  $S_1 = S_{HgTe} \cdot (1 - x - y)$ ,  $S_2 = S_{CdTe} \cdot y$ ,  $S_3 = S_{ZnTe} \cdot x$ . Силы осцилляторов для бинарных решеток  $S_{HgTe}$ ,  $S_{CdTe}$ ,  $S_{ZnTe}$  взяты из работ [14,24,25]. Значение  $\epsilon_{\infty}$  можно определить из композиционной зависимости этой величины для твердого раствора КРТ в [14], подставляя вместо  $x$  (содержания теллурида кадмия) величину  $x + y$ , т.е. общее содержание теллуридов кадмия и цинка в ЦКРТ, используя тот факт, что высокочастотные диэлектрические проницаемости в ZnTe и CdTe практически одинаковы.

На рис. 4 показана вычисленная нами зависимость  $Re \tilde{\epsilon}(\omega)$  для состава II (кривая 1). Параметры осцилляторов, использованные в вычислениях, приведены в подписи к рисунку. Здесь же приведены корни уравнения (1), причем  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  представляют собой частоты продольных оптических фононов HgTe-подобной подрешетки,  $\omega_3$ ,  $\omega_4$  — CdTe-подобной, а  $\omega_5$ ,  $\omega_6$  — ZnTe-подобной подрешеток.

Кривая 2 на рис. 4 представляет собой зависимость  $Re \tilde{\epsilon}(\omega)$ , параметры осцилляторов для которой были скорректированы под состав IV, с несколько меньшим содержанием кадмия по сравнению с составом II. Силы осцилляторов и высокочастотная диэлектрическая проницаемость для состава IV были определены таким же путем, как для состава II, с использованием соответствующих значений  $x$  и  $y$ . Значения частот  $\omega_{TO}$  для трех мод были изменены согласно типичным композиционным зависимостям частот оптических фононов (см. [14] и [20]), из которых следует, что уменьшение молярного содержания бинарного соединения в твердом растворе сближает частоты продольных и поперечных



**Рис. 4.** Расчетные зависимости реальной части диэлектрической функции от частоты для составов II (1) и IV (2). Параметры расчета 1 — HgTe-подобная решетка:  $\omega_{TO1} = 122 \text{ см}^{-1}$ ,  $S_1 = 5.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ ,  $\gamma_1 = 6.6 \text{ см}^{-1}$ ; CdTe-подобная решетка:  $\omega_{TO2} = 143 \text{ см}^{-1}$ ,  $S_2 = 1.3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ ,  $\gamma_2 = 5.5 \text{ см}^{-1}$ ; ZnTe-подобная решетка:  $\omega_{TO3} = 165 \text{ см}^{-1}$ ,  $S_3 = 6720 \text{ см}^{-2}$ ,  $\gamma_3 = 5.5 \text{ см}^{-1}$ ;  $\epsilon_{\infty} = 10.0$ . Решения уравнения (1) — нулевые точки:  $\omega_1 = 122.8 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_2 = 136.2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_3 = 148.7 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_4 = 156.9 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_5 = 167.1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_6 = 171.8 \text{ см}^{-1}$ . Параметры расчета 2 — HgTe-подобная решетка:  $\omega_{TO1} = 121 \text{ см}^{-1}$ ,  $S_1 = 6.38 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ ,  $\gamma_1 = 6.6 \text{ см}^{-1}$ ; CdTe-подобная решетка:  $\omega_{TO2} = 144 \text{ см}^{-1}$ ,  $S_2 = 7790 \text{ см}^{-2}$ ,  $\gamma_2 = 5.5 \text{ см}^{-1}$ ; ZnTe-подобная решетка:  $\omega_{TO3} = 165 \text{ см}^{-1}$ ,  $S_3 = 7680 \text{ см}^{-2}$ ,  $\gamma_3 = 5.5 \text{ см}^{-1}$ ;  $\epsilon_{\infty} = 10.5$ . Решения уравнения (1) — нулевые точки:  $\omega_1 = 121.6 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_2 = 137.1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_3 = 150.2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_4 = 155.8 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_5 = 167.2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_6 = 171.4 \text{ см}^{-1}$ .

оптических фононов его подрешетки и наоборот. Таким образом, можно предвидеть, что уменьшение содержания CdTe (соответственно увеличение HgTe при неизменном ZnTe) должно несколько уменьшить  $\omega_{TO}$  для HgTe-и увеличить для CdTe-подобной подрешетки, оставляя неизменной или незначительно изменяя частоту поперечных оптических фононов подрешетки ZnTe. Эти изменения величин  $\omega_{TO}$  при переходе от состава II к составу IV можно оценить на основании композиционных зависимостей фононных частот в КРТ [14], из которых следует, что на 1% уменьшения содержания кадмия частота ТО-фононов HgTe-подобной подрешетки понизится приблизительно на  $0.1 \text{ см}^{-1}$ , а CdTe-подобной подрешетки — увеличится на ту же величину. Исходя из этого были приняты частоты  $\omega_{TO}$  для HgTe-, CdTe-,

**Таблица 3.** Величины частот и энергий LO( $\Gamma$ )-фононов для составов II и VI

Образец	Параметр	HgTe- подобная решетка	CdTe- подобная решетка	ZnTe- подобная решетка	ZnTe- кластер
II	$\omega_{LO}$ , см <sup>-1</sup>	136.0	157.0	172.0	198.0
	$\hbar\omega_{LO}$ , мэВ	16.8	19.4	21.4	24.5
IV	$\omega_{LO}$ , см <sup>-1</sup>	137.0	156.0	171.5	198.0
	$\hbar\omega_{LO}$ , мэВ	17.0	19.3	21.3	24.5

ZnTe-подобной решеток состава IV равными 121, 144 и 165 см<sup>-1</sup> соответственно, и после их подстановки в уравнение (1) определены соответствующие значения частот LO-фононов. Параметры осцилляторов, с которыми вычислялась кривая  $\text{Re } \tilde{\epsilon}(\omega)$  для состава IV, вместе с решениями уравнения (1) приведены в подписи к рис. 4. Определенные таким путем частоты продольных оптических фононов и их энергии для состава IV (для этого состава проведены измерения МФР) показаны в табл. 3. Для сравнения здесь же даны значения  $\omega_{LO}$  и  $\hbar\omega_{LO}$  для состава II.

## Интерпретация данных магнитофононного резонанса

Как было замечено выше, пики  $a1^+$  и  $a1^-$  на резонансных кривых рис. 2 исходя из общих соображений следует интерпретировать как резонансы, вызванные электронными переходами  $0^+ \rightarrow 1^+$  и  $0^- \rightarrow 1^-$  соответственно с поглощением LO-фонона HgTe-подобной подрешетки. Определенная выше фононная частота и положение в магнитном поле пиков МФР  $a1^+$  и  $a1^-$  позволяют найти в первом приближении параметры зонной структуры данного состава твердого раствора ( $\text{Zn}_{0.08}\text{Cd}_{0.11}\text{Hg}_{0.81}\text{Te}$ ).

Вычисления проводились по методике, примененной в предыдущих работах [10,26–28], т.е. с достаточной степенью точности можно считать, что от состава и температуры не зависят матричный элемент импульса с его энергетическим эквивалентом  $E_p$  и величина спин-орбитального расщепления  $\Delta$ . Последние две величины брались равными 18 и 1 эВ соответственно (как в КРТ [29,30]). Это приближение (независимость от температуры и состава) распространяется также на кривизну зоны тяжелых дырок и на параметр  $F$ , определяющий влияние высших зон на кривизну зоны проводимости. Параметры Латтинжера вычислялись с помощью формул

$$\gamma_1^L = \frac{E_p}{3E_g} + 2.5, \quad \gamma_2^L = \gamma_3^L = \frac{E_p}{6E_g},$$

$$K^L = \gamma_3^L - \frac{1}{3}\gamma_1^L + \frac{2}{3}\gamma_2^L - \frac{2}{3} - \frac{5}{4}\delta_{\text{exch}}. \quad (2)$$

Здесь  $E_g$  — ширина запрещенной зоны, а  $\delta_{\text{exch}} = 0.4$  — поправка на нелокальность потенциала, определенная для КРТ в [30].

Подгонка теоретического положения в магнитном поле резонансов, вызванных переходами  $0^+ \rightarrow 1^+$  и  $0^- \rightarrow 1^-$  с поглощением фонона частоты 137 см<sup>-1</sup> ( $\hbar\omega = 17.0$  мэВ), под положения пиков  $a1^+$  и  $a1^-$  соответственно на кривой рис. 2, например, для температуры 146 К, дало величину  $E_g = 190$  мэВ. Следующий шаг — вычисление теоретического положения МФР для переходов  $0^+ \rightarrow 2^+$ ,  $0^- \rightarrow 2^-$ ,  $0^+ \rightarrow 3^+$  и  $0^- \rightarrow 3^-$  и согласование их с пиками серии  $a$ , т.е.  $a2$  и  $a3$ . Уточненные (путем достижения минимума среднего квадратичного отклонения экспериментальных положений резонансов серии  $a$  от теоретических) величины  $E_g$  и других параметров зонной структуры, которые показаны в табл. 4, позволяют на следующем этапе интерпретировать серии  $b$ ,  $c$  и  $k$ . Поскольку значения магнитного поля пиков  $b1$ ,  $c1$  и  $k1$  последовательно возрастают, следует предположить, что эти резонансы вызваны переходами электронов с нулевого на первый уровень Ландау с поглощением LO( $\Gamma$ )-фононов с возрастающей последовательностью частот, а именно CdTe-, ZnTe-подобной подрешеток и ZnTe-кластера соответственно. Амплитуда линий, отвечающих фононам этих подрешеток на спектральных кривых КР (см. рис. 3), соответствует амплитудам интерпретированных подобным образом резонансов (см. рис. 2). Величины частот и энергий LO( $\Gamma$ )-фононов, принятые для интерпретации МФР образца VI, показаны в табл. 3.

**Таблица 4.** Параметры зонной структуры  $\text{Zn}_{0.07}\text{Cd}_{0.12}\text{Hg}_{0.81}\text{Te}$  (образец II) для двух температур

Параметр	$T = 146$ К	$T = 165$ К
$E_g$ , мэВ	192	205
$E_p$ , эВ	18	18
$\gamma_1^L$	33.7	31.8
$\gamma_2^L = \gamma_3^L$	15.6	14.6
$K^L$	13.6	12.6
$F$	-0.5	-0.5
$\Delta$ , эВ	1	1

На основании энергий фононов (табл. 3) и параметров зонной структуры (для двух температур они приведены в табл. 4) были вычислены положения пиков МФР различных серий. Общая интерпретация наблюдаемых пиков МФР показана в табл. 5, где приведены также теоретические и экспериментальные резонансные поля для двух температур: 146 и 165 К. Среднее квадратичное отклонение между экспериментальными и теоретическими положениями пиков для  $T = 146$  К равно 1.5%, а для  $T = 165$  К — 2% (экспериментальная точность определения резонансных полей составляет около 3%). Рис. 5 и 6 представляют собой иллюстрацию к интерпретации пиков МФР для этих двух температур: приведены экспериментальные резонансные кривые и показаны переходы электронов между уровнями Ландау в соответствии с данными табл. 5 (теоретическими положениями резонансов).

Таблица 5. Общая интерпретация пиков МФР

Обозначение	Интерпретация	Резонансное поле, Гл			
		$T = 146 \text{ K}$		$T = 165 \text{ K}$	
		эксперимент	расчет	эксперимент	расчет
$a1^+$	$0^+ \rightarrow 1^+$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка	2.24	2.30	2.41	2.42
$a1^-$	$0^- \rightarrow 1^-$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка	2.44	2.44	2.51	2.56
$a2$	$0^+ \rightarrow 2^+$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка	1.17	1.14	1.23	1.20
	$0^- \rightarrow 2^-$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка		1.16		1.22
$a3$	$0^+ \rightarrow 3^+$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка	0.74	0.74	0.77	0.78
	$0^- \rightarrow 3^-$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка		0.76		0.80
$a4$	$0^+ \rightarrow 4^+$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка	0.54	0.55	0.56	0.58
	$0^- \rightarrow 4^-$ , LO( $\Gamma$ ) HgTe-подобная решетка		0.56		0.59
$b1^+$	$0^+ \rightarrow 1^+$ , LO( $\Gamma$ ) CdTe-подобная решетка	2.64	2.68	2.80	2.82
$b1^-$	$0^- \rightarrow 1^-$ , LO( $\Gamma$ ) CdTe-подобная решетка	2.87	2.90	3.08	3.04
$b2$	$0^+ \rightarrow 2^+$ , LO( $\Gamma$ ) CdTe-подобная решетка	1.32	1.30	1.40	1.38
	$0^- \rightarrow 2^-$ , LO( $\Gamma$ ) CdTe-подобная решетка		1.36		1.44
$c1^+$	$0^+ \rightarrow 1^+$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-подобная решетка	3.00	3.00	3.10	3.16
$c1^-$	$0^- \rightarrow 1^-$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-подобная решетка		3.26		3.42
$c2$	$0^+ \rightarrow 2^+$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-подобная решетка		1.46	1.58	1.54
	$0^- \rightarrow 2^-$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-подобная решетка		1.52		1.60
$k1^+$	$0^+ \rightarrow 1^+$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-кластера	3.62	3.60	3.76	3.78
$k1^-$	$0^- \rightarrow 1^-$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-кластера	3.95	3.96	4.08	4.14
$k2^+$	$0^+ \rightarrow 2^+$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-кластера	1.74	1.74	1.89	1.82
$k2^-$	$0^- \rightarrow 2^-$ , LO( $\Gamma$ ) ZnTe-кластера	1.83	1.82	1.89	1.90
$d1^+$	МФР на разности фононных частот [11]	1.02	1.04	1.11	1.10

Интерес вызывает то обстоятельство, что пики МФР с участием LO( $\Gamma$ )-фононов подрешетки CdTe (серия пиков  $b$ ) при высоких температурах (см. резонансные кривые для  $T = 165$  и  $172 \text{ K}$ ) становятся сравнимыми с пиками главной серии (МФР, вызванный LO( $\Gamma$ )-фононами подрешетки HgTe — серия  $a$ ). Объяснение, может быть, кроется в том, что одновременно с обычными однофононными МФР в этом кристалле имеют место в слабых магнитных полях рассмотренные в [11] МФР на разности фононных частот. При высоких температурах могут доминировать переходы "вниз", когда поглощается фонон подрешетки HgTe и испускается фонон CdTe-подобной подрешетки. Иными словами, происходит перекачка энергии из одной подрешетки в другую и большее число фононов CdTe-подобной подрешетки может компенсировать меньший молярный процент теллурида кадмия (разность температур подрешеток может не успеть релаксировать за время достижения магнитного поля, отвечающего однофононным МФР — около 2 мс). Для проверки этой гипотезы следовало бы применить более длительные импульсы или стационарные магнитные поля.

### Температурные зависимости зонных параметров

Определенные выше по положению пиков МФР параметры зонной структуры образца IV относятся к электронам проводимости, т.е. к той части объема исследован-

ной эпитаксиальной пленки, в которой осуществлялась электронная проводимость.

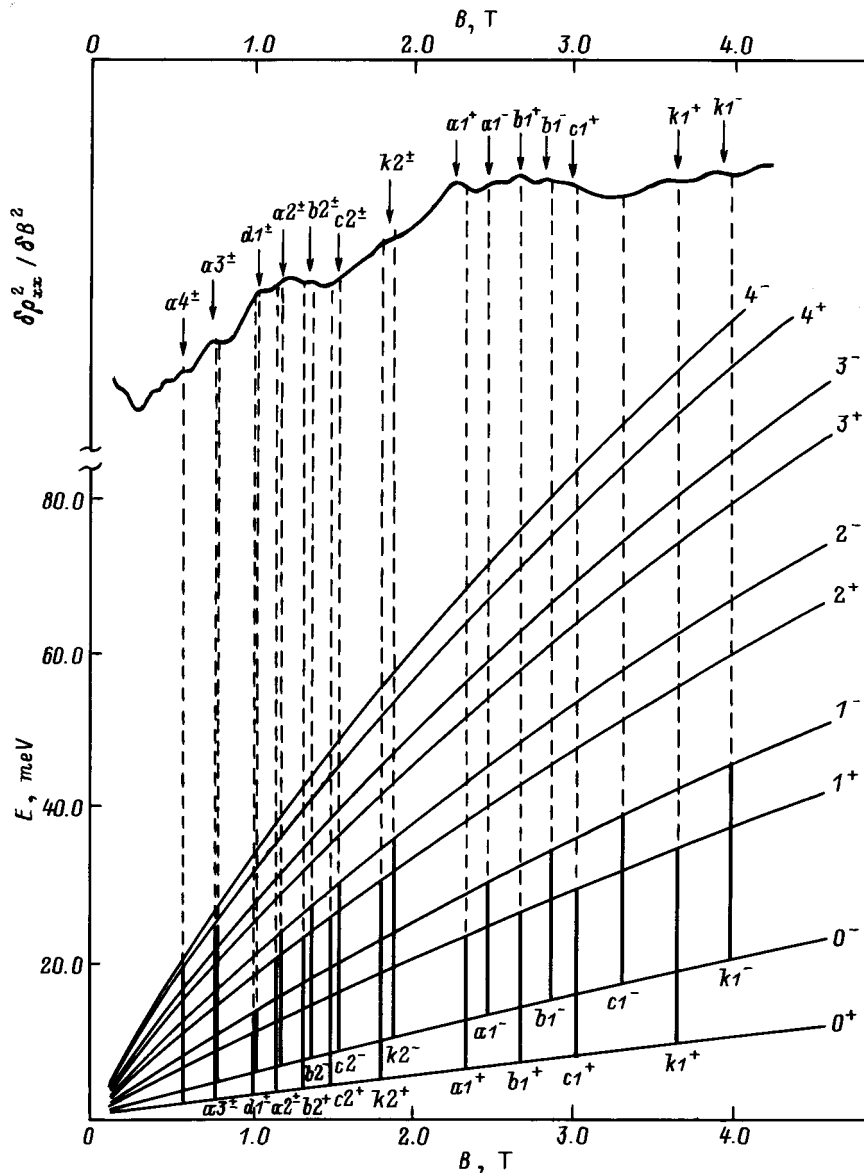
Композиционные профили пленки, приведенные на рис. 1 на основании данных рентгеновского микроанализа, показывают, что пленка однородна на толщине около 4 мкм. Исследованные осцилляционные спектры (КР) подтверждают, что доминирующая часть решетки имеет трехмодовый характер фононного спектра, свидетельствующий о стохастически однородном распределении трех атомов — катионов (Hg, Cd, Zn) в окружении аниона (Te).<sup>2</sup> Однако из этих же фононных спектров следует, что некоторую часть объема занимают пространственно ограниченные области, в которых анион окружен преимущественно атомами Zn<sup>3</sup> (ZnTe-кластеры) или Hg (HgTe-кластеры).

Можно предположить, что электронный перенос происходит в той значительно большей части объема, где присутствует стохастически однородное распределение катионов. Здесь, несомненно, тоже имеют место значительные флуктуации потенциала, которые в основном нивелированы достаточно высокой концентрацией электронов, и можно говорить о практически пространственно однородной зонной структуре. Именно к ней и относятся зонные параметры, определенные из МФР.

В областях ZnTe-кластеров имеют место высокие вершины потенциала, огибаемые электронами, и эти области в проводимости не участвуют. Однако возбуждаемые

<sup>2</sup> Рассмотрение имеющих при этом место конфигураций атомов выходит за рамки статьи.

<sup>3</sup> Вероятность таких конфигураций рассмотрена в [31].



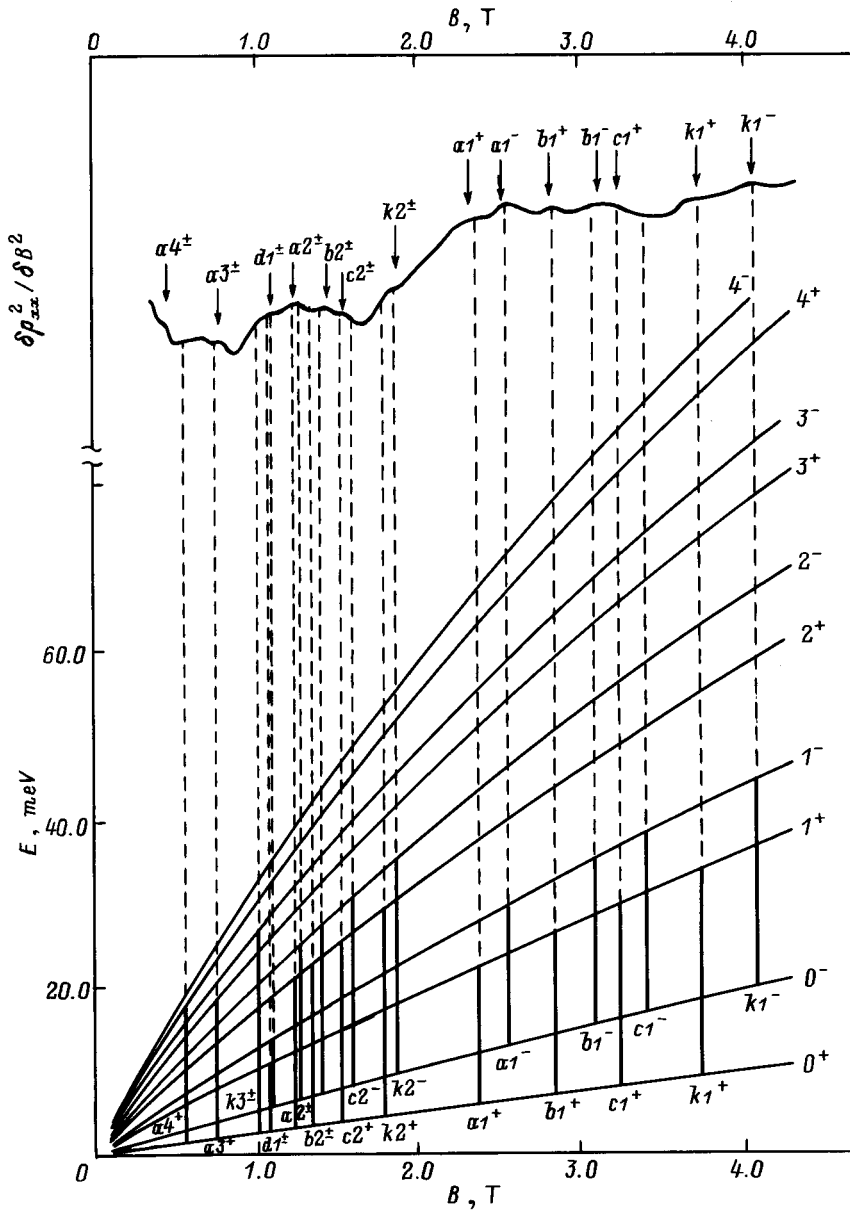
**Рис. 5.** Спектр и электронные переходы в МФР. Образец IV,  $T = 146$  К. Показаны теоретические резонансные переходы между уровнями Ландау ( $E$ ). Магнитные поля, соответствующие резонансным пикам приведены в табл. 5

здесь длинноволновыми продольными оптическими колебаниями дальнедействующие поляризация поля, конечно, влияют на электронный перенос, проникая в ту часть решетки, где он происходит, и на этих колебаниях могут рассеиваться электроны как упруго, так и неупруго (последнее проявляется в МФР).

В областях HgTe-кластеров, наоборот, имеют место глубокие долины потенциала, заполненные электронами (электронные озера). Они не представляют собой связанных кластеров, иначе проводимость осуществлялась бы по ним и имела бы безактивационный характер. Возбуждаемые в них LO-фононами макрорешетки экранируются по причине локально высокой концентрации электронов и не влияют на электронный перенос в решетке (в МФР не проявляются).

Таким образом, представленная модель хорошо коррелирует как с данными МФР, так и со спектрами КР. Логично вписывается в нее и температурная зависимость запрещенной зоны.

Температурный сдвиг пиков МФР позволяет установить температурную зависимость ширины запрещенной зоны  $E_g$  в исследуемой области температур. Представленная выше процедура определения зонных параметров по положению пиков МФР была применена ко всем представленным на рис. 2 резонансным кривым. При температурах ниже 115 К лучше проявляются МФР на разностях фонных частот (см. [11]) и благодаря этому зонные параметры были определены для температур 77, 99, 105 К. На рис. 7 точками показаны величины  $E_g$ , определенные из МФР.

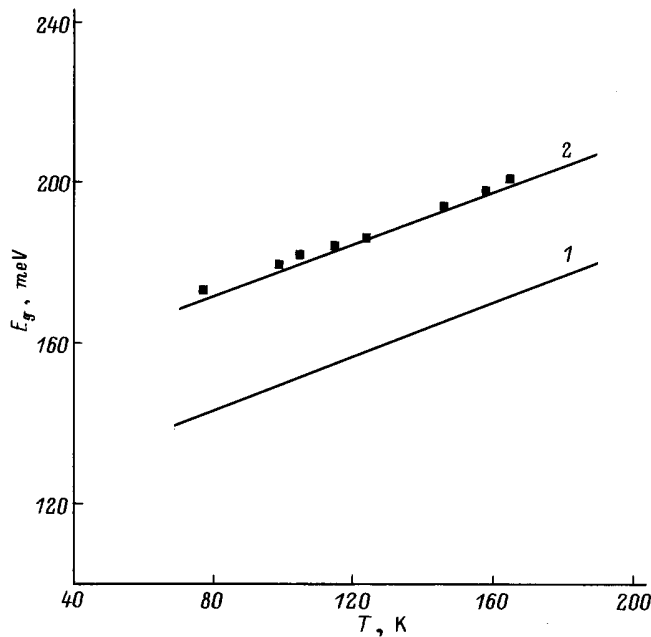


**Рис. 6.** Спектр и электронные переходы в МФР. Образец IV,  $T = 165$  К. Показаны теоретические резонансные переходы между уровнями Ландау ( $E$ ). Магнитные поля, соответствующие резонансным пикам приведены в табл. 5

Интересно сравнить полученную зависимость  $E_g(T)$  с рассчитанной на основании эмпирических формул зависимости ширины запрещенной зоны от состава и температуры, обычно применяемых для трехкомпонентных твердых растворов. Мы используем для нашего случая четырехкомпонентного (с общим анионом) твердого раствора  $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$  ( $x = 0.08, y = 0.11$ ) метод вычисления  $E_g(x, y, T)$ , предложенный в [7]. В этом методе используются три эмпирические зависимости  $E_g(c, T)$  ( $c$  — концентрация одного из бинарных соединений): для КРТ [32], для ЦРТ (цинк-ртуть-теллур) [33] и ЦКТ [7], которые усредняются с учетом определяемого составом статистического веса каждой. Вычисленная таким способом зависимость  $E_g(T)$  для состава IV показана на

рис. 7 кривой 1. Видно, что кривая лежит заметно ниже значений ширины запрещенной зоны, определенных по МФР (точки на рис. 7). Это расхождение, вероятно, вызвано отличием состава тех областей кристалла твердого раствора, по которым осуществляется электронный перенос (в МФР, в частности), от измеренного рентгеновским микроанализом усредненного состава (пространственное разрешение таких измерений больше 1 мкм). Несвязанные HgTe- и ZnTe-кластеры образованы отходом ртути и цинка из этих областей. Величины молярных процентов HgTe и ZnTe, из которых образованы их кластеры, можно определить, подгоняя зависимость  $E_g(x, y, T)$  под значения запрещенной зоны, полученные из температурного сдвига пиков МФР. На





**Рис. 7.** Температурные зависимости ширины запрещенной зоны. Точки — экспериментальные значения, полученные из МФР для образца IV. Сплошные линии — расчет с использованием эмпирической зависимости  $E_g(x, y, T)$ : 1 — состав IV,  $x = 0.08$ ,  $y = 0.11$ ; 2 — состав, в котором содержание ZnTe уменьшено на 1.5%, а HgTe на 2.5%, т. е.  $x = 0.0775$ ,  $y = 0.13$ .

рис. 7 показана зависимость  $E_g(T)$  (кривая 2), вычисленная для состава с  $x = 0.0775$  и  $y = 0.13$ . Этот состав твердого раствора  $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$  получаем из состава IV ( $x = 0.08$  и  $y = 0.11$ ) уменьшая содержание ZnTe на 1.5%, а HgTe на 2.5%. Таким образом, согласие между температурными зависимостями запрещенной зоны, полученными из температурного сдвига МФР и на основании эмпирической зависимости  $E_g(x, y, T)$ , имеет место в том случае, если в последней подставить состав, в котором уменьшено содержание теллурида цинка на 1.5%, а теллурида ртути — на 2.5%. Следует ожидать, что из этого количества материала образованы ZnTe- и HgTe-кластеры соответственно.

## Заключение

Проведенные исследования фононной подсистемы (КР) сложных четырехкомпонентных твердых растворов ЦКРТ, а также ее взаимодействия с электронной подсистемой (МФР), приводят к следующим выводам:

- данная решетка трех катионов (Hg, Cd, Zn) с одним общим анионом (Te) несомненно проявляет трехмодовое поведение фононного спектра, что отвечает стохастически однородному распределению катионов;
- в реальном кристалле стохастическая однородность может нарушаться и могут появляться кластеры с преимущественным окружением аниона атомами Zn (ZnTe-кластеры) или атомами Hg (HgTe-кластеры);

- электронный перенос в такой решетке осуществляется, очевидно, по каналам высокой подвижности (минуя, например, кластеры ZnTe), что не мешает взаимодействию электронов с дальнедействующими поляризованными полями целого спектра длинноволновых продольных колебаний (в том числе в ZnTe-кластерах); не менее четырех сортов ЛО-фононов принимают участие в электрон-фононном взаимодействии в твердых растворах ЦКРТ;

- параметры зонной структуры, полученные из МФР, соответствуют той части кристаллической решетки твердого раствора, где происходит электронный перенос, и ее состав может несколько отличаться от усредненного состава образца.

Часть работы выполнена при финансовой поддержке Комитета по научным исследованиям (КБН) Польской республики (грант 2P03B12412).

## Список литературы

- [1] R.J. Nicholas, S. Brunel, S. Huant, K. Karrai, J.C. Portal, M.A. Brummell, Z. Razeghi, K.Y. Cheng, A.Y. Cho. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 883 (1985).
- [2] S.T. Davey, E.G. Scott, B. Wakefield, G.J. Davies. *Semicond. Sci. Tech.*, **2**, 683 (1987); А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, В.М. Устинов, П.С. Копьев. *ФТП*, **31**, 1153 (1997).
- [3] A. Rogalski, J. Piotrowski. *Prog. Quant. Electron.*, **12**, 87 (1988).
- [4] A. Rogalski. *New Ternary Alloy System for Infrared Detectors* (SPIE, Bellingham, 1994).
- [5] R. Triboulet. *J. Cryst. Growth*, **86**, 79 (1988).
- [6] А.М. Андрухив, О.А. Гадаев, В.И. Иванов-Омский, К.Е. Миронов, В.А. Смирнов, С.У. Юлдашев, Е.И. Цидильковский. *ФТП*, **26**, 1288 (1992).
- [7] N.L. Bazhenov, A.M. Andrushiv, V.I. Ivanov-Omskii. *Infr. Phys.*, **34**, 357 (1993).
- [8] Л.М. Гуцуляк, В.И. Иванов-Омский, Д.И. Цыпишка, А.М. Андрухив. *ФТП*, **30**, 2042 (1996).
- [9] J. Polit, E. Sheregii, A. Andrushiv, P. Sydorhuk. In: *Die Kunst of Phonons*, ed. by T. Paszkiewicz (Plenum Press, N. Y., 1994) p. 415.
- [10] A.M. Andrushiv, V.I. Ivanov-Omskii, J. Polit, E.M. Sheregii. *Acta Phys. Polon. A*, **87**, 513 (1995).
- [11] E.M. Sheregii, J. Polit, J. Cebulski, A.M. Andrushiv. *Phys. St. Sol. (b)*, **192**, 121 (1995).
- [12] Е.М. Шерегий, Ю.О. Угрин, Д.Ф. Шуптар, О.М. Лешко. *Письма ЖЭТФ*, **47**, 615 (1988).
- [13] Е.М. Шерегий. *Неорг. матер.*, **33**, 208 (1997).
- [14] J. Baars, F. Sorger. *Sol. St. Commun.*, **10**, 875 (1972).
- [15] K.K. Tiong, P.M. Amirtharaj, P. Parayanthal, Fred H. Pollak. *Sol. St. Commun.*, **50**, 891 (1984).
- [16] S.P. Kozyrev, L.K. Vodopyanov, R. Triboulet. *Sol. St. Commun.*, **45**, 383 (1983).
- [17] Е.А. Можаяев, В.И. Иванов-Омский, В.А. Мальцева, Д.В. Машовец. *ФТТ*, **20**, 2147 (1977).
- [18] Е.М. Шерегий, Ю.О. Угрин. *Sol. St. Commun.*, **83**, 1043 (1992).
- [19] D.W. Taylor. In: *Optical Properties of Mixed Crystals*, ed. by R.J. Elliott and I.P. Ipatova. [Modern Problems in Condensed Matter Sciences, v. 23 (North-Holland Publ., 1988) p. 31].

- [20] S. Perkowitz, L.S. Kim, Z.C. Feng. Phys. Rev. B, **42**, 1455 (1990).
- [21] N.V. Sochinski, M.D. Serrano, E. Di'egues. J. Appl. Phys., **77**, 2806 (1995).
- [22] C.F. Klingshirn. *Semiconductor Optics* (Springer, Berlin, 1995).
- [23] V.M. da Costa, L.B. Coleman. Phys. Rev. B, **43**, 1903 (1991).
- [24] N. Vegalatos, D. Wahne, J.S. King. J. Chem. Phys., **60**, 3613 (1974).
- [25] J.M. Rowe, R.M. Nielow, D.L. Price, K. Zanino. Phys. Rev. B, **10**, 621 (1974).
- [26] Е.М. Шерегий, Ю.О. Угрин. ФТП, **24**, 1047 (1990).
- [27] Ю.О. Угрин, Е.М. Шерегий, И.М. Горбатюк, И.М. Раренко. ФТТ, **32**, 43 (1990).
- [28] M.H. Weiler, R.L. Aggarwal, B. Lax. Phys. Rev. B, **16**, 3603 (1977).
- [29] Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mycielski. Phys. St. Sol. (b), **81**, 627 (1977).
- [30] Б.Л. Гельмонт, Р.П. Сейсян, А.Л. Эфрос. ФТП, **16**, 767 (1982).
- [31] J. Konior, J. Łazewski, A. Kisiel. Acta Phys. Polon. A, **91**, 815 (1997).
- [32] M.H. Weiler. In: *Semiconductor and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (1981) v. 16, p. 119.
- [33] B. Toulous, R. Granger, S. Rolland, R. Triboulet. J. Phys. C, **48**, 247 (1987).

Редактор Л.В. Шаронова

## Quaternary solid solutions of zinc, cadmium and mercury tellurides

E.M. Sheregii, J. Cebulski, J. Polit, V.I. Ivanov-Omskii\*, W. Gębicki†

Institute of Physics Pedagogical University,  
35-310 Rzeszów, Poland

\*A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

†Institute of Physics Technical University,  
00-664 Warsaw, Poland

**Abstract** Magnetophonon resonance was studied in a multimode crystal of a  $Zn_xCd_yHg_{1-x-y}Te$  ( $x = 0.08$ ,  $y = 0.11$ ) solid solution in a temperature range from 77 to 200 K. To get an interpretation of magnetophonon resonance structure obtained, Raman spectra of three compositions of these solid solutions were investigated. This result confirms the three mode behaviour (excluding cluster mode) of the phonon spectrum of that class of solid solutions. An intricate structure of magnetophonon resonance peaks has been interpreted in terms of obtained phonon frequency values. The peculiarities of electron transport in this lattice have been displayed.