

Колебательные и электронные характеристики икосаэдрических квазикристаллов $Zr_{70}Pd_{30}$, $Zr_{80}Pt_{20}$ и их аморфных аналогов

© Г.Х. Панова, Н.А. Черноплеков, А.А. Шиков, Т. Kemény*, L.F. Kiss*

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

* Research Institute for Solid State Physics and Optics,
1525 Budapest, Hungary

E-mail: shikov@issph.kiae.ru

(Поступила в Редакцию 10 января 2007 г.)

Для установления корреляции между особенностями атомного ближнего порядка и физическими свойствами икосаэдрических квазикристаллов $Zr_{80}Pt_{20}$ и $Zr_{70}Pd_{30}$ и их аморфных аналогов исследована теплоемкость в области температур 1.5–500 К. Сравнение полученных данных позволило обнаружить изменения колебательных спектров в области низких и высоких энергий, электронной плотности состояний, сверхпроводящих характеристик, электрон-фононного взаимодействия, ангармонизма тепловых колебаний решетки и вычислить значения основных средних частот (моментов), характеризующих колебательные спектры. Понижение температуры сверхпроводящего перехода T_c в квазикристаллах по сравнению с аморфными аналогами связано с уменьшением плотности электронных состояний на поверхности Ферми, ужесточением фононного спектра и ослаблением электрон-фононного взаимодействия.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 04-02-16017-а).

PACS: 61.43.Dq, 61.44.Br, 65.40.Va

Для понимания многих физических свойств, характеризующих квазикристаллическое и аморфное состояние, большое значение имеют исследования динамики решетки, термодинамических, кинетических и других свойств бинарных металлических систем, которые могут находиться как в квазикристаллическом, так и в аморфном состоянии.

Необычная атомная структура квазикристаллов, когда дальний порядок в расположении атомов реализуется в условиях отсутствия трансляционной симметрии, и неупорядоченная атомная структура аморфной фазы, когда дальний порядок в расположении атомов отсутствует, дают возможность проведения сравнительных исследований изостехиометрических соединений с различными кристаллическими структурами.

Наиболее полная и достоверная информация по структуре и динамике таких систем может быть получена с помощью экспериментов по упругому и неупругому рассеянию нейтронов, однако в условиях отсутствия этих данных исследования температурной зависимости теплоемкости в широкой области температур дают достаточно надежную и представительную информацию для качественной оценки интегральных параметров колебательного спектра, характеризующих его в различных частотных интервалах.

Исследование температурного поведения теплоемкости в области высоких температур в совокупности с низкотемпературными данными позволяет получить основные интегральные характеристики колебательного спектра, которые формируют качественное и количественное представление о его особенностях.

В настоящее время имеется ряд работ, посвященных структурным исследованиям бинарных металлических

квазикристаллических сплавов типа металл–металл. Однако информация о динамических и термодинамических свойствах этих систем явно недостаточна и для многих квазикристаллов практически отсутствует.

Целью настоящей работы было проведение сравнительно изучения электронных, колебательных и сверхпроводящих характеристик бинарных металлических квазикристаллов $Zr_{70}Pd_{30}$ и $Zr_{80}Pt_{20}$ и их аморфных аналогов, полученных из измерений теплоемкости в широкой области температур (1.5–500 К). Структура фаз исследованных соединений, полученных в процессе кристаллизации аморфных сплавов того же состава, подробно исследовалась в ряде работ [1–5] и была идентифицирована как квазикристаллическая.

Сплавы $Zr_{70}Pd_{30}$ и $Zr_{80}Pt_{20}$ представляют интерес по ряду причин. Сплав $Zr_{70}Pd_{30}$ может находиться в трех фазовых изостехиометрических состояниях: аморфном, икосаэдрическом и кристаллическом, а $Zr_{80}Pt_{20}$ — в двух: аморфном и икосаэдрическом, что позволяет изучать влияние изменения ближнего порядка без изменения концентрации компонентов в процессе перехода из аморфного в икосаэдрическое и кристаллическое состояние. Кроме того, как было обнаружено нами ранее [6,7], эти сплавы являются сверхпроводящими, что дает возможность не только экспериментально определить электронные характеристики, но и оценить величину электрон-фононного взаимодействия в квазикристаллическом и аморфном состояниях. Отсутствие сложных магнитных эффектов также упрощает структурное изучение влияния симметрии ближнего порядка на электронные и колебательные свойства этих фаз.

1. Приготовление образцов и их характеристика

Икосаэдрические квазикристаллические системы $Zr_{70}Pd_{30}$ и $Zr_{80}Pt_{20}$ были синтезированы в процессе кристаллизации аморфных сплавов того же состава, полученных с помощью закалки из жидкого состояния на наружной поверхности вращающегося медного диска [6,7]. Структура полученных образцов и влияние отжига на их состояние определялось рентгенографически с помощью излучения $Cu K_{\alpha}$ на дифрактометре ДРОН-2. Идентификация фаз и определение параметров решетки проводились по рентгенограммам. Рентгеновские дифракционные картины для икосаэдрических фаз обнаруживают дифракционные пики, которые соответствуют икосаэдрической структуре и проиндексированы согласно схеме, предложенной Банселом [8].

Измерения температурной зависимости теплоемкости проводились в широкой области температур (1.5–500 К). Низкотемпературная теплоемкость образцов измерялась в адиабатическом калориметре с импульсным нагревом [9]. Экспериментальная ошибка определения теплоемкости составляла 2% в температурной области 2–4 К, 1% в области 4–10 К и 0.2–0.5% в области 10–40 К. Температура сверхпроводящего перехода определялась по скачку теплоемкости в середине сверхпроводящего перехода.

Измерения высокотемпературной теплоемкости проводились на дифференциальном сканирующем калориметре (DSC), позволяющем проводить прецизионные измерения микрообразцов (10–200 мг) в области температур 100–1000 К с точностью $\pm 3\%$.

2. Экспериментальные результаты

Результаты измерений теплоемкости квазикристаллов $Zr_{80}Pt_{20}$ и $Zr_{70}Pd_{30}$ и их аморфных аналогов представлены на рис. 1–3 и в таблице.

Температурные зависимости теплоемкостей при низких температурах (в интервале 1.5–4.5 К) приведены на рис. 1 в координатах $C/T - T^2$. На вставках к рис. 1 для сравнения представлены резистивные переходы в сверхпроводящее состояние исследуемых соединений в аморфном и квазикристаллическом состояниях [6,7]. Для $Zr_{70}Pd_{30}$ и $Zr_{80}Pt_{20}$ в аморфном состоянии наблюдаются сверхпроводящие переходы при температурах $T_c = 2.6$ и 3.5 К соответственно. Для икосаэдрических фаз сверхпроводящие переходы более широкие и наблюдаются при температурах $T_c = 2.1$ и 2.48 К. Каждая фаза показывает скачок в теплоемкости примерно при той же температуре, которая наблюдалась при определении T_c из измерений сопротивления [6,7], что подтверждает объемный характер сверхпроводимости.

Как видно из рис. 1, в области низких температур экспериментальные данные по теплоемкости хорошо описываются зависимостью вида $C = \gamma(0)T + \beta T^3$, что

соответствует прямым линиям в координатах $C/T - T^2$. Следует отметить, что в квазикристаллическом $Zr_{70}Pd_{30}$ по сравнению с аморфной фазой данная зависимость выполняется в более широком интервале температур. В интервале температур 3–6 К среднеквадратичное отклонение экспериментальных данных от зависимости вида $C = \gamma(0)T + \beta T^3$ составляет величину порядка 1.5%. Оценки величин коэффициентов $\gamma(0)$ и β , полученные аппроксимацией экспериментальных данных по методу наименьших квадратов, а также предельное низкотемпературное значение характеристической температуры Дебая Θ_{LT} , связанное с β соотношением $\beta = 12\pi^4 R / (5\Theta_{LT}^3)$, приведены в таблице. Здесь и далее R — универсальная газовая постоянная.

Сравнение коэффициентов электронной теплоемкости для икосаэдрических фаз и аморфной фазы указывает на уменьшение плотности электронных состояний на поверхности Ферми в икосаэдрических фазах $Zr_{70}Pd_{30}$ и $Zr_{80}Pt_{20}$ по сравнению с аморфными фазами.

Полученные результаты позволили оценить параметры электрон-фононного взаимодействия λ и неперенор-

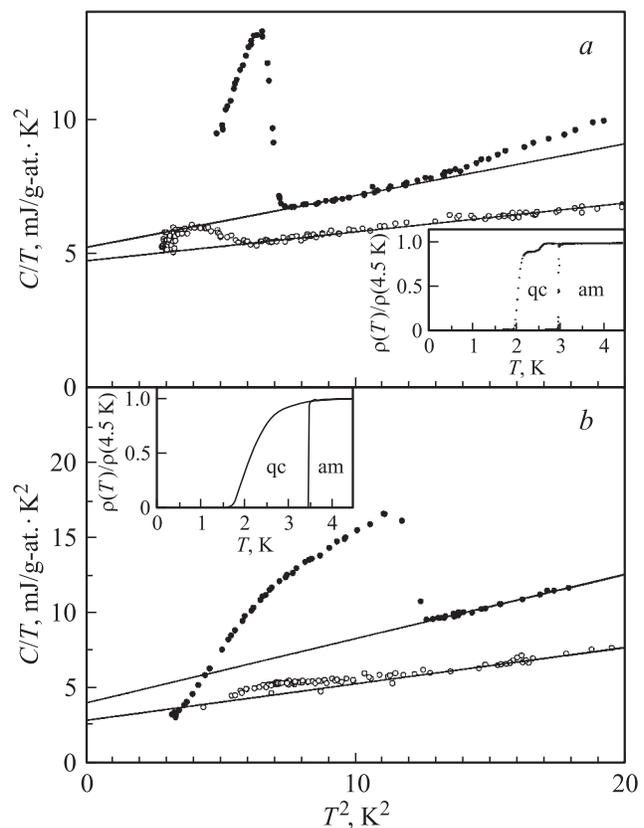


Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости квазикристаллической и аморфной фаз $Zr_{70}Pd_{30}$ (a) и $Zr_{80}Pt_{20}$ (b) в области температур 2–4.5 К. На вставках для сравнения представлены резистивные переходы в сверхпроводящее состояние исследуемых соединений в аморфном (am) и квазикристаллическом (qc) состояниях. Здесь и на рис. 2, 3 светлые кружки — экспериментальные данные для квазикристаллического состояния, темные кружки — для аморфного состояния.

Параметры, характеризующие системы $Zr_{70}Pd_{30}$ и $Zr_{80}Pt_{20}$ в аморфном и икосаэдрическом состояниях

Параметр	ZrPb (am)	ZrPd (qc)	ZrPt (am)	ZrPt (qc)
T_c, K	2.6	2.1	3.5	2.48
$C_{es}/C_{en}(T_c)$	1.28	0.17	1.76	0.4
$\gamma(0), mJ/g\cdot at \cdot K^2$	5.25	4.75	4.15	2.75
$\beta, mJ/g\cdot at \cdot K^4$	0.19 ₅	0.11 ₄	0.43	0.24
Θ_{LT}, K	215	260	166	199
Θ_{HT}, K	293	315	319	294
$B, mJ/g\cdot at \cdot K^2$	3.8	7.5	6.4	9.5
$\gamma_{HT}, mJ/g\cdot at \cdot K^2$	3.3	3.1	2.4 ₅	1.7 ₃
$A, mJ/g\cdot at \cdot K^2$	0.5	4.4	3.9 ₅	7.8
λ	0.58	0.54	0.69	0.59
$N_{BS}(0), \frac{states}{eV \cdot atom}$	0.70	0.66	0.52	0.37
Ω, K	141 _{0,5}	183	177	177
Ω_{-1}, K	142 _{0,5}	160	153	167
Ω_{-2}, K	116	144	109	123
Ω_{log}, K	179	190	176	190
Ω_2, K	210	225	225	213
Ω_*, K	272	276	284	256
Ω_H^*, K	272	290	290	275

Примечание. T_c — температура сверхпроводящего перехода; коэффициенты $\gamma(0)$ и β аппроксимируют теплоемкость в области низких температур зависимостью вида $C = \gamma(0)T + \beta T^3$; Θ_{LT} — низкотемпературный характеристический параметр Дебая; Θ_{HT} — высокотемпературный характеристический параметр Дебая; $B = (A + \gamma_{HT})$ — коэффициент при линейном по температуре члене в области высоких температур; A — параметр ангармоничности; $N_{BS}(0)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми; $\Omega, \Omega_{-1}, \Omega_{-2}, \Omega_{log}, \Omega_2, \Omega_*$ и Θ_H^* характеризуют в соответствии с соотношениями (6)–(9) средние частоты (моменты) колебательного спектра, выраженные в температурных единицах; λ — константа электрон-фононного взаимодействия; γ_{HT} — коэффициент электронной теплоемкости при высоких температурах; $N_{BS}(0)$ — ненормированная плотность электронных состояний.

мированную плотность электронных состояний $N_{BS}(0)$ на поверхности Ферми в рамках теории Макмиллана [10]. Обе величины λ и $N_{BS}(0)$ возрастают с уменьшением структурного порядка.

Из полученных данных по теплоемкости были вычислены дебаевские температуры для икосаэдрических и аморфных фаз (см. таблицу). Для этих фаз на рис. 2 представлены температурные зависимости характеристической температуры Дебая $\Theta_D(T)$ в области температур 4.5–40 К, которые демонстрируют значительное уменьшение величин $\Theta(T)$ и, следовательно, смягчение решетки с уменьшением структурного порядка при переходе от икосаэдрических к аморфным фазам.

Результаты измерений теплоемкости в области 100–500 К представлены на рис. 3 в координатах $(C - 3R)/T - T^3$. Высокотемпературные параметры — температура Дебая $\Theta_{HT}(T)$ и член B — были графически определены из выражения

$$(C_p - 3R)/T = 3R\Theta_{HT}^2/20T^3 + B, \quad (1)$$

где C_p — общая теплоемкость при постоянном давлении; $B = (A + \gamma_{HT})$ — коэффициент при линейном

по температуре члене в области высоких температур; γ_{HT} — коэффициент электронной теплоемкости при высоких температурах, связанный с $\gamma(0)$ соотношением $\gamma(0) = \gamma_{HT}(1 + \lambda)$; A — параметр ангармонизма. Полученные в результате графического анализа величины Θ_{HT}, B, A и γ_{HT} для исследуемых систем представлены в таблице.

Как следует из таблицы, переход от аморфного состояния к квазикристаллическому приводит к уменьшению коэффициентов как при линейном по температуре члене, так и при кубическом, причем для $Zr_{70}Pd_{30}$ эти изменения составляют ~ 10 и $\sim 40\%$, а аналогичные изменения для $Zr_{80}Pt_{20}$ — соответственно ~ 30 и $\sim 40\%$.

Изменение сверхпроводящих параметров показывает, что в квазикристаллических фазах T_c меньше, чем в аморфных. При этом в квазикристаллических фазах уменьшается $\gamma(0)$ и растет низкотемпературный параметр Дебая Θ_{LT} . Эти изменения свидетельствуют об уменьшении плотности электронных состояний в квазикристалле и перестройке фононного спектра. Для обоих квазикристаллов наблюдается уменьшение плотности фононных состояний в низкочастотной области. Что касается высокочастотной части функции $g(\omega)$, которая характеризуется параметром Θ_{HT} , то для квазикристаллического $Zr_{70}Pd_{30}$ эксперимент свидетельствует об ужесточении спектра $g(\omega)$, а для $Zr_{80}Pt_{20}$ он становится мягче.

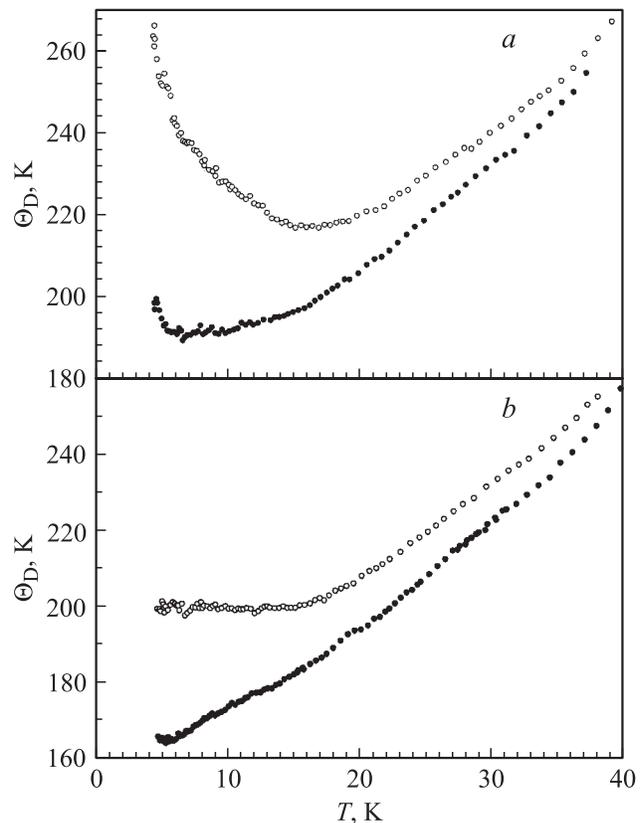


Рис. 2. Температурная зависимость $\Theta_D(T)$ для $Zr_{70}Pd_{30}$ (a) и $Zr_{80}Pt_{20}$ (b).

3. Анализ и обсуждение результатов

Полученные данные позволили в широком интервале температур выделить из экспериментально измеренной теплоемкости фононный вклад и определить температурную зависимость характеристического дебаевского параметра Θ (рис. 3), а также вычислить значения некоторых средних частот (моментов) фононного спектра.

При выделении фононного вклада в теплоемкость мы полагали, что фононная составляющая теплоемкости в гармоническом приближении C_{ph} связана с измеряемой в эксперименте теплоемкостью при постоянном давлении C соотношениями

$$C = C_{ph} + C_a, \quad (2)$$

$$C_a = \{\gamma(0) + [B - \gamma(0)](C_{ph}/3nR)^2\}T, \quad (3)$$

где C_a объединяет в себе вклады в теплоемкость, имеющие линейную температурную зависимость и обусловленные ангармоническими эффектами, тепловым расширением решетки, а также электронами проводимости, $\gamma(0)$ — коэффициент электронной теплоемкости сверхпроводника в нормальном состоянии при низких

температурах, B — коэффициент при линейном по температуре члене при высоких температурах, R — газовая постоянная, n — число атомов в формульной единице (в нашем случае $n = 1$).

Интерполяционная формула (3) для C_a дает соответствующие линейные по температуре асимптотики как при низких, так и при высоких температурах и обеспечивает плавный переход между низко- и высокотемпературной асимптотиками по закону, подобному формуле Нернста–Линдемана [11]. Отметим, что вклад C_a в полную теплоемкость в области температур 20–120 К не превышает нескольких процентов от фононного вклада, поэтому простота соотношения (2), применяемого для описания C_a , вполне оправдана.

Величины коэффициентов $\gamma(0)$ и A определялись последовательным приближением экспериментальных данных асимптотическими разложениями для области низких и высоких температур.

В области низких температур использовалась стандартная формула $C = \gamma(0)T + \beta T^3$, которая позволила описать экспериментальные данные в интервале температур ~ 3 –6 К со среднеквадратичным отклонением $\sim 1.5\%$. Величины $\gamma(0)$, β , а также предельное низкотемпературное значение характеристической температуры Дебая Θ_{LT} , связанное с β соотношением $\beta = 12\pi^4 nR / (5\Theta_{LT}^3)$, приведены в таблице.

В области высоких температур полная теплоемкость описывалась формулой с тремя варьируемыми параметрами (Ω_2 , Ω_* и B)

$$C = C_{ph} + C_a = 3Rn \left\{ 1 - \frac{1}{12} \left(\frac{\Omega_2}{T} \right)^2 + \psi \left(\frac{\Omega_*}{T} \right) \right\} + B \left(\frac{C_{ph}}{3nR} \right)^2 T, \quad (4)$$

где

$$\psi(z) = \frac{z^2 \exp(z)}{[1 - \exp(z)]^2} - \left(1 - \frac{z^2}{12} \right). \quad (5)$$

Здесь для описания фононной составляющей теплоемкости реализован подход, подобный примененному в [12,13], а именно использовано асимптотическое разложение фононной теплоемкости по малому параметру $z = \Omega/T$ (где Ω — характерная энергия фононов, T — температура)

$$C_{ph} = 3nR \left\{ 1 - \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(k-1)B_k}{k!} \left(\frac{\Omega_k}{T} \right)^k \right\}. \quad (6)$$

Здесь B_k — числа Бернулли, причем все B_k с нечетными значениями $k > 2$ равны нулю.

В соотношении (4) поправка второго порядка по Ω/T выписана отдельно, а функция $\psi(\Omega_*/T)$ учитывает все более высокие поправки в „эйнштейновском“ приближении, т. е. полагая $\Omega_k = \Omega_*$ при всех $k \geq 4$.

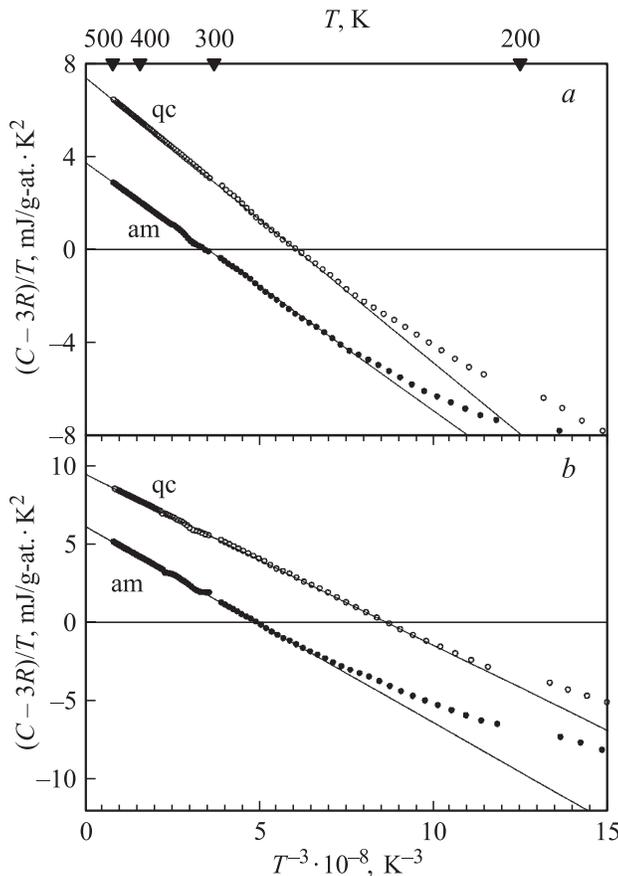


Рис. 3. Температурные зависимости теплоемкости квазикристаллической и аморфной фаз $Zr_{70}Pd_{30}$ (a) и $Zr_{80}Pt_{20}$ (b) в области температур $T \geq 180$ К.

Величины Ω_k характеризуют моменты (средние частоты) фононного спектра в соответствии с соотношением

$$(\Omega_k)^k = \langle \Omega^k \rangle = \int_0^\infty g(\omega) \omega^k f \omega / \int_0^\infty g(\omega) d\omega. \quad (7)$$

Здесь $g(\omega)$ — энергетическая плотность фононных состояний, ω — энергия, выраженная в температурных единицах.

Отметим, что в используемом разложении (4) член с Ω_* описывает поправки высших порядков $k \geq 4$, и поэтому величина Ω_* определяется в наибольшей степени четвертым и шестым моментами спектра, т. е.

$$\Omega_* \cong \Omega_4, \Omega_6. \quad (8)$$

Величины Ω_2 , Ω_* и B определялись аппроксимацией теплоемкости соотношением (4) методом наименьших квадратов в области температур 115–500 К. В этом интервале температур удалось описать экспериментальные результаты со среднеквадратичным отклонением порядка $\sim 3\%$. Значения параметров B вместе с Ω_2 и Ω_* приведены в таблице. Здесь же приведено предельное высокотемпературное значение температуры Дебая Θ_H , связанное со вторым моментом фононного спектра соотношением

$$\Omega_2 = \Theta_H^*(3/5)^{1/2}. \quad (8a)$$

Проведенный анализ позволил выделить из полной теплоемкости фононный вклад C_{ph} в гармоническом приближении, исключив электронную и ангармоническую составляющие, используя соотношения (2) и (3), и оценить определенные последовательным приближением значения параметров B и $\gamma(0)$.

Некоторые моменты фононного спектра прямо выражаются через интегралы от фононной теплоемкости [14]

$$\Omega = \langle \omega \rangle = 2 \int_0^\infty \left(1 - \frac{C_{ph}}{3nR}\right) dT,$$

$$\Omega_{-1} = \langle \omega^{-1} \rangle = \frac{3}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{C_{ph}}{3nR} T^{-2} dT,$$

$$\Omega_2 = \langle \omega^{-2} \rangle = 0.138651 \int_0^\infty \frac{C_{ph}}{3nR} T^{-3} dT,$$

$$\Omega_{\log} = \langle \omega^{-1} \log \omega \rangle = \frac{3}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{C_{ph}}{3nR} \log \left(\frac{T}{0.70702} \right) T^{-2} dT.$$

Указанные моменты были определены численно, причем в области 2–500 К интегрирование производилось по экспериментальным точкам. В области температур, где температурный интервал между экспериментальными значениями теплоемкости превышал 10 К, использовалось степенное интерполирование со стандартным

доверительным интервалом $\leq 5\%$ от интерполируемой величины, а при $T < 2$ К и $T > 500$ К использовалось экстраполирование теплоемкости по низкотемпературной асимптотике вида $C_{ph} = \beta T^3$ и высокотемпературной асимптотике в модели дебаевского спектра, как в [15].

Соответствующие этим моментам средние частоты приведены в таблице, причем все частоты выражены в температурных единицах. Смысл величин Ω_2 , Ω_1 , Ω_{-1} , Ω_{-2} и Ω_* определен выше соотношениями (7) и (8), а смысл Ω_{\log} определен выражением

$$\begin{aligned} \log(\Omega_{\log}) &= \frac{\langle \omega^{-1} \log \omega \rangle}{\langle \omega^{-1} \rangle} \\ &= \int_0^\infty \frac{g(\omega) \log \omega}{\omega} d\omega / \int_0^\infty \frac{g(\omega)}{\omega} d\omega. \end{aligned} \quad (9)$$

Следует отметить, что моменты высоких порядков (Ω_2 , Ω_* и Ω_H^*) отражают характеристики фононного спектра в области более высоких энергий и определяются в основном поведением теплоемкости при высоких температурах. Указанные величины, полученные методом аппроксимации теплоемкости теоретическим соотношением (4) в области температур 115–500 К, удовлетворительно коррелируют с величиной Θ_{HT} , полученной из графоаналитического анализа высокотемпературной теплоемкости при использовании соотношения (1). Имеющееся 7% систематическое превышение Θ_{HT} над значениями моментов высоких порядков (Ω_2 , Ω_* и Ω_H^*) объясняется различием в способах разложения $C_p(T)$ в области высоких температур.

Моменты же Ω_{\log} , Ω_{-2} , Ω_{-1} характеризуют область низких энергий и определяются в основном теплоемкостью в области низких температур. В данных системах, например, момент Ω_{-2} определяется главным образом областью температур до 50 К и характеризует спектр в области энергий от 0 до 25 meV.

Величины, характеризующие низкочастотную область спектра колебаний (Ω_{\log} , Ω_{-2} , Ω_{-1}), в аморфных системах меньше, чем в квазикристаллических, и, таким образом, низкочастотная область фононного спектра в аморфных системах „мягче“. Что же касается моментов Ω_2 , Ω_* и Ω_H^* , характеризующих более высокочастотную область спектра, то здесь, наоборот, „мягче“ спектр для квазикристаллической системы $Zr_{80}Pt_{20}$ и „жестче“ для $Zr_{70}Pd_{30}$.

4. Заключение

В результате проведенных исследований обнаружены изменения, происходящие в электронных, фононных спектрах и электрон-фононном взаимодействии, связан-

ные со структурой образца. На основании полученных данных сделаны следующие выводы.

1) В области низких температур обнаружены скачки теплоемкости, связанные с переходом в сверхпроводящее состояние в икосаэдрических квазикристаллах $Zr_{80}Pt_{20}$ и $Zr_{70}Pd_{30}$ и их аморфных аналогах. Сравнение коэффициентов электронной теплоемкости для икосаэдрических и аморфных фаз указывает на уменьшение плотности электронных состояний на поверхности Ферми в икосаэдрических фазах. На основании экспериментальных данных по теплоемкости получены оценки величины электрон-фононного взаимодействия λ и плотности электронных состояний $N_{BS}(0)$ в рамках теории Макмиллана. Обе величины λ и $N_{BS}(0)$ возрастают с уменьшением структурного порядка в области низких температур. Понижение температуры сверхпроводящего перехода T_c в квазикристаллах по сравнению с аморфными аналогами связано с уменьшением плотности электронных состояний на поверхности Ферми, ужесточением фононного спектра и ослаблением электрон-фононного взаимодействия.

2) На основе полученных данных по высокотемпературной и низкотемпературной теплоемкости выделен фононный вклад в теплоемкость, рассчитаны основные интегральные характеристики спектров колебаний (средние фононные частоты (моменты) фононного спектра и характеристические температуры Дебая Θ) и проведено сравнение колебательных свойств исследованных систем. Показано, что изменения в фононной подсистеме происходят как в низкоэнергетической, так и высокоэнергетической части колебательного спектра. Для системы $Zr_{70}Pd_{30}$ переход из аморфного в квазикристаллическое состояние сопровождается ужесточением спектра колебаний в области как низких, так и высоких частот. С другой стороны, в случае системы $Zr_{80}Pt_{20}$ фононный спектр квазикристалла „жестче“ в области низких и „мягче“ в области высоких частот по сравнению с аморфным аналогом. Для обеих систем ангармонизм тепловых колебаний решетки сильнее в квазикристаллах.

Авторы выражают благодарность С.А. Молчанову за помощь в проведении математической обработки экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] B.S. Murty, K. Hono. Appl.Phys. Lett. **84**, 1674 (2004).
- [2] T. Takagi, T. Ohkubo, Y. Hirotsu, B.S. Murty, K. Hono, D. Shindo. Appl.Phys. Lett. **79**, 485 (2001).
- [3] M. Kitada, M. Imafuku, J. Saida, A. Inoue. J. Non-Cryst. Sol. **312-314**, 594 (2002).
- [4] B.S. Murty, D.H. Ping, M. Ohnuma, K. Hono. Acta Mater. **49**, 3453 (2001).
- [5] J. Saida, M. Matsushita, A. Inoue. J. Appl. Phys. **90**, 4717 (2001).
- [6] Г.Х. Панова, Н.А. Черноплеков, А.А. Шиков. ФТТ **47**, 1165 (2005).
- [7] Г.Х. Панова, Н.А. Черноплеков, А.А. Шиков. ЖЭТФ **128**, 789 (2005).
- [8] P.A. Bancel, P.A. Heiney, P.W. Stephens, A.I. Goldman, P.M. Horn. Phys. Rev. Lett. **43**, 2422 (1985).
- [9] М.Н. Хлопкин, Н.А. Черноплеков, П.А. Черемных. Препринт ИАЭ № 3549/10. М. (1982).
- [10] W.L. McMillan. Phys. Rev. **167**, 331 (1968).
- [11] Л.А. Резницкий. Калориметрия твердого тела. М. (1981). 184 с.
- [12] V.N. Naumov. Phys. Rev. B **49**, 13 247 (1994).
- [13] M.I. Katsnelson, I.I. Naumov, A.V. Trefilov, M.N. Khlopkin, K.Yu. Khromov. Phil. Mag. B **75**, 389 (1997).
- [14] A. Junod. Solid State Commun. **33**, 55 (1980).
- [15] А.В. Мирмельштейн, А.Е. Карькин, В.Е. Архипов, В.И. Воронин. ФММ **58**, 1008 (1984).