

структурой она неприменима, т. к. их спектр колебаний сложен.

В кристаллах «слоистого» или «цепочечного» типа (*квазиодномерные соединения и квазидвумерные соединения*) спектр звуковых колебаний характеризуется не одной, а неск. θ_d , различными по порядку величины. Закон T^3 для Р. т. имеет при этом место лишь при T , малых по сравнению с наименьшей из дебаевских темп-р, в промежуточных же областях T возникают др. законы. Если обозначить через η отношение энергии связи между слоями к энергии связи между атомами в слоях, то закон T^3 для Р. т. будет иметь место лишь при $T \ll \eta^2 \theta_d^M$, где θ_d^M — наибольшая из θ_d . В области $\eta \theta_d^{2M} \ll T \ll \eta \theta_d^M$ имеют место зависимости: $C \propto T^2$ для слоистых и $C \propto T^{3/2}$ для цепочечных кристаллов. При $\eta \theta_d^M \ll T \ll \theta_d^M$ имеют место зависимости $C \propto T$ и $C \propto T^{1/2}$.

Влияние дефектов. Величина и температурная зависимость Р. т. кристаллов зависят от наличия дефектов и примесей. К увеличению низкотемпературной Р. т. при $T \sim \omega_p \hbar / k$ могут привести резонансные квазилокальные колебания с частотами $\omega_p \ll \omega_d$, к-рые возникают благодаря введению тяжёлых примесей или дефектов. Локальные ВЧ-колебания ($\omega_p > \omega_d$) слабо влияют на Р. т. Заметный вклад в низкотемпературную Р. т. могут давать также т. н. ориентац. дефекты (дипольные центры) и нецентральные ионы.

Решётчатая теплоёмкость некристаллических веществ (аморфных или стеклообразных твёрдых тел, полимеров, ионных суперпроводников) при низких T кардинально отличается от Р. т. кристаллов. При $T < 1$ К Р. т. этих веществ существенно превышает Р. т. кристаллов и зависит от T приблизительно линейно. При $T \sim 10$ К в зависимости $C(T)$ появляется максимум, свидетельствующий об избыточной (по сравнению с дебаевской) теплоёмкости (рис. 2). Такое поведение и ве-

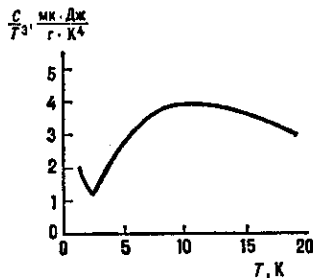


Рис. 2. Зависимость $C(T)$ аморфного кварца ($\alpha = \text{SiO}_2$). Рост в зависимости $C(T)$ левее минимума обусловлен линейной зависимостью теплоёмкости от T .

личина Р. т. слабо зависят от хим. состава и типа проводимости некристаллич. веществ, являясь в этом смысле универсальными. Так, зависимость $C \propto T$ наблюдается не только в диэлектрических и полупроводниковых *стёклах*, но и в *металлических стёклах*. В последнем случае она экспериментально отделяется от *электронной теплоёмкости* по наблюдению и сверхпроводящем состоянии, когда электронная теплоёмкость пренебрежимо мала.

Линейная зависимость от темп-ры $C \propto T$ объясняется моделью двухуровневых систем, отвечающих туннельным состояниям атомов в двухъямных потенциалах, существование к-рых связано с неупорядоченностью системы (см. *Неупорядоченные системы*). Постулируется равномерное распределение энергий с плотностью $g(\mathcal{E}) = \text{const}$. Это приводит к соотношению

$$C = \int_0^{\mathcal{E}_{\text{макс}}} d\mathcal{E} g(\mathcal{E}) V \left(\frac{\mathcal{E}}{2kT} \right)^2 \left(\text{ch} \frac{\mathcal{E}}{2kT} \right)^{-2} \approx \frac{\pi}{6} k_B V T. \quad (6)$$

Предполагается, что верхняя граница спектра $\mathcal{E}_{\text{макс}} \gg kT$. Тепловое возбуждение двухуровневых систем происходит за время релаксации, величина к-рого

экспоненциально зависит от параметров барьера в двухъямном потенциале. Разброс значений этих параметров в некристаллич. веществе приводит к появлению экспоненциально широкого спектра времен релаксации. В результате возникает логарифмически слабая зависимость измеряемой Р. т. от времени эксперимента.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1978; Киттель Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978; Amorphous solids. Low-temperature properties, ed. by W. A. Phillips, В. — [а. о.], 1981. В. Г. Карпов.

РИГИ — ЛЕДЮКА ЭФФЕКТ — заключается во влиянии магн. поля на теплопроводность электронных полупроводников. Открыт практически одновременно в 1887 А. Риги (A. Righi) и С. Ледюком (S. Leduc). Обусловлен, как все *галваномагнитные явления* и *термогалваномагнитные явления*, искривлением траектории носителей заряда в магн. поле. Для наблюдения Р.—Л. э. используют след. геометрию: проводник, в к-ром вдоль оси x есть градиент темп-ры $\partial T / \partial x$ и поток тепла $W = (W, 0, 0)$, помещают в магн. поле $H = (0, 0, H)$, перпендикулярное W ; вдоль оси y (перпендикулярно W и H) появляется градиент темп-ры

$$\frac{\partial T}{\partial y} = A_{RL} H \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Коэф. Риги — Ледюка A_{RL} даётся ф-лой (по порядку величин)

$$A_{RL} = e\tau / mc.$$

Здесь τ — время свободного пробега носителей заряда (время релаксации импульса), m — их эфф. масса. Для электронов $A_{RL} < 0$, для дырок $A_{RL} > 0$. Существует приближённое соотношение между A_{RL} , константой Холла R (см. *Холла эффект*) и уд. проводимостью σ :

$$A_{RL} = \sigma R.$$

Лит. см. при ст. *Термогалваномагнитные явления*.

РИДБЕРГ (Ry) — внесистемная единица энергии, применяемая в атомной физике и оптике. Названа в честь И. Р. Ридберга (J. R. Rydberg). $1 \text{ Р.} = 13,60 \text{ эВ}$, т. е. энергия связи электрона в атоме водорода в основном состоянии (см. *Атом*). $1 \text{ Р.} = 2,1796 \cdot 10^{-11} \text{ эрг} = \frac{1}{2} \text{ единицы энергии в Хартри системе единиц}$.

РИДБЕРГА ПОСТОЯННАЯ, R_∞ — фундаментальная физическая константа, входящая в выражении для расчёта уровней энергии и частот излучения атома. Введена И. Р. Ридбергом (J. R. Rydberg) в 1890. Если принять, что масса атомного ядра бесконечно велика по сравнению с массой электрона (ядро неподвижно), то, согласно квантовомеханич. расчёту, $R_\infty = 2\pi^2 m e^4 / ch^3 = 10973731,534(13) \text{ м}^{-1}$ (на 1986), где e и m — заряд и масса электрона, $R_\infty hc = 13,6056981(40) \text{ эВ}$. При учёте движения ядра масса электрона заменяется на приведённую массу электрона и ядра; в этом случае $R_i = R_\infty / (1 + m/M_i)$, где M_i — масса ядра.

РИДБЕРГОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ — состояния атомов, ионов и молекул с большими значениями главного квантового числа n (высоковозбуждённые состояния). Названы в честь И. Р. Ридберга (J. R. Rydberg), впервые экспериментально исследованного атомные спектры вблизи границы ионизации [1].

Р. с. атомов и ионов характеризуются чрезвычайно малыми (по атомным масштабам) ионизац. потенциалами, большими временами жизни (т. к. вероятность излучат. квантовых переходов с них мала) и большими радиусами орбит высоковозбуждённого (ридберговского) электрона. Р. с. подобны состояниям атома водорода. Переходы между соседними Р. с. лежат в радиодиапазоне. Большое значение n позволяет применять для описания Р. с. квазиклассич. приближение и использовать для них понятия классич. механики. Большие размеры орбит и малые энергии связи ридберговского электрона обуславливают высокую чувствительность Р. с. к воздействию электрич. и магн. полей и большие