

Изохорная теплопроводность кристаллического 1-пропанола

В.А. Константинов, В.В. Саган, А.В. Карачевцева

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: konstantinov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 30 мая 2016 г., после переработки 4 июня 2016 г., опубликована онлайн 24 января 2017 г.

Исследована изохорная теплопроводность кристаллического 1-пропанола C_3H_7OH на образцах разной плотности в температурном интервале от 100 К и до начала плавления. Для всех образцов изохорная теплопроводность уменьшалась с температурой по закону значительно более слабому, чем $1/T$. Для описания экспериментальных результатов привлекаются три несколько отличающиеся дебаевские модели теплопроводности, которые учитывают перенос тепла как фононами, так и «диффузными» модами.

Проведено дослідження ізохорної теплопровідності кристалічного 1-пропанолу C_3H_7OH на зразках різної густини в температурному інтервалі від 100 К і до початку плавлення зразків. У всіх випадках ізохорна теплопровідність зменшувалася із зростанням температури по залежності значно слабкішій, ніж $1/T$. Для опису експериментальних даних притягуються три дебаєвські моделі теплопровідності, що враховують перенесення тепла як фононами, так і «дифузними» модами.

PACS: **66.70.-f** Неэлектронная теплопроводность и распространение тепловых импульсов в твердых телах, тепловые волны;
63.20.K– Фононные взаимодействия.

Ключевые слова: теплопроводность, 1-пропанол, фононы, «диффузные» моды.

Введение

Молекулярные кристаллы имеют большие коэффициенты теплового расширения (порядка и больше $10^{-4} K^{-1}$ в области относительно высоких температур), что важно учитывать при исследовании их теплофизических свойств. В частности, для корректного сопоставления с теорией при температурах порядка и выше дебаевской $T \geq \Theta_D$ измерения коэффициента теплопроводности необходимо проводить при фиксированной плотности образцов, поскольку изменение молярного объема с температурой $V(T)$ само по себе приводит к существенному изменению теплопроводности: $\kappa = \kappa(T, V(T))$. Изохорные исследования теплопроводности были выполнены для ряда молекулярных кристаллов как в ориентационно-упорядоченных, так и в ориентационно-разупорядоченных фазах, таких как фреоны метанового и этанового ряда, кристаллы типа азота, n-алканы, циклические углеводороды, а также для отвердевших инертных газов [1].

Главные механизмы переноса тепла в простых молекулярных кристаллах, связанные с наличием вращательных степеней свободы молекул при $T \geq \Theta_D$, можно сформулировать следующим образом. В ориентационно-упорядоченных фазах молекулярные либрации вно-

сят дополнительный вклад в тепловое сопротивление кристалла $W = 1/\kappa$ вследствие трансляционно-ориентационного (ТО) взаимодействия. Это, в свою очередь, приводит к заметным отклонениям изохорной теплопроводности от зависимости $\kappa \propto 1/T$ из-за приближения ее к своему нижнему пределу κ_{\min} и появлению «диффузных» мод. Одно из наиболее распространенных предположений состоит в том, что κ_{\min} достигается в случае, когда тепло переносится путем диффузии тепловой энергии между соседними квантово-механическими осцилляторами, время жизни которых близко к половине периода колебаний [2]. При повышении температуры и переходе к заторможенному вращению в ориентационно-разупорядоченных фазах ТО составляющая теплового сопротивления уменьшается и изохорная теплопроводность, как правило, увеличивается с ростом температуры [1].

В настоящее время имеется ряд моделей, которые при соответствующем выборе параметров позволяют описать отклонения изохорной теплопроводности от зависимости $\kappa \propto 1/T$, однако единая, установившаяся точка зрения пока отсутствует. Изохорная теплопроводность еще не исследовалась для кристаллов с водо-

родными связями, в частности для простых одноатомных спиртов. Этот класс веществ в последние годы привлекает внимание многих исследователей, поскольку в них можно относительно просто с помощью специально подобранной тепловой предыстории образца получать различные твердотельные состояния, как со структурным, так и с ориентационным беспорядком [3,4]. В частности, была исследована теплопроводность ряда спиртов в аморфном и кристаллическом состоянии при давлении насыщенных паров [5–7]. К сожалению, задача исследования изохорной теплопроводности спиртов в аморфном состоянии в области относительно высоких температур трудно реализуема вследствие интенсивных процессов рекристаллизации. Изохорные исследования не только позволяют исключить влияние теплового расширения на теплопроводность, но также предоставляют дополнительную информацию о зависимости теплопроводности от плотности.

Спиртами называются органические соединения, содержащие одну или несколько гидроксильных (ОН) групп, и в зависимости от их числа идентифицируются как одноатомные, двухатомные и т.д. Твердые одноатомные спирты являются удобными объектами, которые позволяют исследовать аномалии тепловых свойств в разупорядоченных состояниях. В настоящей работе исследована изохорная теплопроводность кристаллического 1-пропанола (C_3H_7OH). Под равновесным давлением насыщенных паров 1-пропанол при охлаждении ниже температуры плавления 148 К переходит в стеклообразное состояние, которое сохраняется вплоть до самых низких температур. При последующем отогреве до 123 К и длительном отжиге в течение 20–40 часов 1-пропанол трансформируется в ориентационно-упорядоченный кристалл [3]. С повышением температуры кристаллизация заметно ускоряется, и при 145–146 К ее характеристическое время по нашим оценкам составляет 6–7 часов.

При плавлении энтропия кристалла меняется как $\Delta S_f/R = 4,34$ (R — газовая постоянная), что указывает на высокую степень упорядочения в кристаллическом 1-пропаноле. Температура Дебая (Θ_D), согласно оценкам работы [6], равна 140 К. Из данных по упругому рассеянию нейтронов 1-пропанол имеет моноклинную решетку пространственной группы $P2_1/m$ с 6 молекулами на элементарную ячейку [3,4]. Теплопроводность при давлении насыщенного пара была измерена для 1-пропанола в температурном интервале 2–130 К как для аморфной, так и кристаллической фазы. Для кристаллического 1-пропанола были обнаружены заметные отклонения от зависимости $1/T$ при температурах порядка и выше дебаевской, которые интерпретировались в рамках модели переноса тепла как фононами, так и короткоживущими диффузными модами.

Цель настоящего исследования заключалась в измерении изохорной теплопроводности кристаллического 1-пропанола и подборе соответствующей модели для ее описания.

Детали эксперимента

Изохорные исследования возможны для молекулярных твердых тел, имеющих сравнительно высокую сжимаемость. Выращивая образцы под давлением в измерительной ячейке и блокируя затем капилляр напуска путем его замораживания, можно получать образцы достаточной плотности, которые затем могут быть охлаждены при практически постоянном объеме, в то время как давление в ячейке постепенно уменьшается. Для образцов определенной плотности давление уменьшается до нуля при некоторой характерной температуре T_0 , и условие изохоричности нарушается, а при дальнейшем охлаждении образец может отслаиваться от стенок ячейки. Плавление образца при постоянном объеме происходит в определенном температурном интервале, а начало плавления сдвигается в сторону более высоких температур при увеличении плотности образцов.

Настоящие исследования проводились методом стационарного потока тепла в ячейке коаксиальной геометрии [8]. Образцы выращивались при различных давлениях от 30 до 120 МПа, при этом температурный градиент вдоль ячейки составлял порядка 1,5 К/см. По окончании выращивания образцов (температура ячейки при этом составляла 90–100 К), капилляр напуска блокировался замораживанием жидким азотом, и образцы отжигались при температуре 146–147 К порядка 8–10 часов. В ходе отжига периодически измерялась теплопроводность образца; вначале она заметно возрастала, а затем практически не менялась после 7–8 часов отжига, что, по нашему мнению, указывает на завершение процесса кристаллизации. Поскольку при кристаллизации образца его молярный объем уменьшается, капилляр напуска вновь разблокировался и в ячейку добавлялась очередная порция 1-пропанола. Эта процедура повторялась несколько раз, пока образец полностью не заполнял ячейку. После проведения измерений образцы переконденсировались в тонкостенный сосуд, и массы образцов определялись взвешиванием. Молярные объемы образцов рассчитывались по известному объему измерительной ячейки и массе образцов. Чистота 1-пропанола (Sigma-Aldrich) была не ниже 99,9%. Систематическая ошибка измерений составляла $\pm 4\%$.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Изохорная теплопроводность кристаллического 1-пропанола C_3H_7OH была исследована для образцов разной плотности в температурном интервале от 100 К и до на-

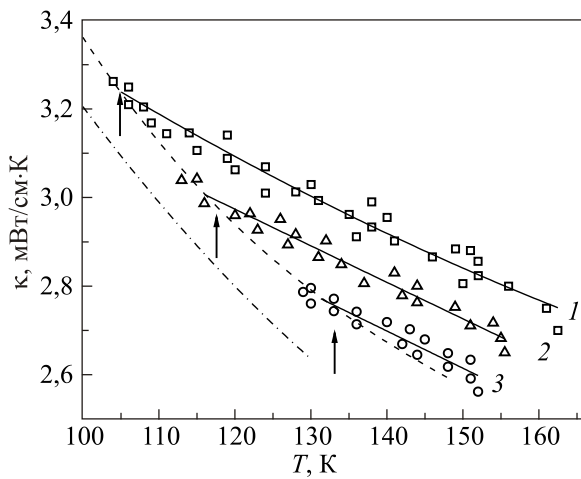


Рис. 1. Изохорная теплопроводность трех образцов кристаллического 1-пропанола разной плотности. Молярные объемы и характеристические температуры образцов 1, 2, 3, приведены в табл. 1. Образец 1 ($V_m = 59,3 \text{ см}^3/\text{моль}$) (\square), образец 2 ($V_m = 59,9 \text{ см}^3/\text{моль}$) (\triangle), образец 3 ($V_m = 60,4 \text{ см}^3/\text{моль}$, см. также табл. 1) (\circ). Штриховой линией показана теплопроводность при давлении насыщенного пара (наши данные), а штрихпунктирной — данные работы [5]. Сплошными линиями показаны сглаженные значения изохорной теплопроводности. Стрелками указана температура T_0 , при которой в эксперименте начинает выполняться условие изохоричности.

чала плавления (см. рис. 1). Сплошными линиями показаны сглаженные значения изохорной теплопроводности, а штриховой — теплопроводность, соответствующая давлению насыщенного пара. Стрелками обозначены температуры (T_0) начала выполнения условия изохоричности. Штрихпунктирной линией показана теплопроводность кристаллического 1-пропанола при давлении насыщенного пара, взятая из работы [5]. При одних и тех же условиях эксперимента (P, T) наши экспериментальные значения теплопроводности отличаются от данных работы [5] примерно на 5%, что находится в пределах суммарной систематической ошибки обоих экспериментов (около 7%). Молярные объемы (V_m) образцов, температуры (T_0) начала выполнения в эксперименте условия $V = \text{const}$ и температуры (T_m) начала плавления образцов представлены в табл. 1.

Как видно на рис. 1, изохорная теплопроводность всех образцов уменьшается с ростом температуры; при этом наблюдаются значительно большие отклонения от зависимости $\kappa \propto 1/T$, чем при давлении насыщенного пара. Разная температурная зависимость изобарной и изохорной теплопроводности обусловлена влиянием теплового расширения, которое существенно сказывается на результатах измерений в случае, если объемные коэффициенты теплового расширения превышают 10^{-4} К^{-1} . Коэффициент Бриджмена $g = -(\partial \ln \kappa / \partial \ln V)_T$, рассчитанный из наших экспериментальных данных, равен $5,2 \pm 0,5$ при 145 К.

Таблица 1. Молярные объемы V_m образцов, температуры T_0 начала выполнения в эксперименте условия $V = \text{const}$ и температуры T_m начала плавления образцов

№ образца	$V_m, \text{ см}^3/\text{моль}$	$T_0, \text{ К}$	$T_m, \text{ К}$
1	59,3	108	172
2	59,9	118	155
3	60,4	136	152

Имеется, по крайней мере, три несколько отличающихся подхода для описания поведения изохорной теплопроводности в ориентационно-упорядоченных фазах молекулярных кристаллов при температурах порядка и выше дебаевской. Все они предполагают, что теплопроводность определяется суммой вкладов фоновых и «диффузных» мод: $\kappa = \kappa_{\text{ph}} + \kappa_{\text{dif}}$ [1,5–7]. Впервые переход от случая слабого к сильному рассеянию фононов был описан в рамках простой дебаевской модели теплопроводности Роуфоссом и Клеменсом [9]. В дальнейшем этот подход был развит для описания отклонений изохорной теплопроводности от зависимости $1/T$ ряда молекулярных кристаллов [1]. Кратко его можно описать следующим образом. В общем случае в высокотемпературном пределе $T \geq \Theta_D$ теплопроводность может быть описана выражением [9,10]

$$\kappa = \frac{k_B}{2\pi^2 v^2} \int_0^{\omega_D} l(\omega) \omega^2 d\omega, \quad (1)$$

где $\omega_D = (6\pi^2)^{1/3} v/a$, k_B — постоянная Больцмана, a — параметр решетки, v — скорость звука, l — длина свободного пробега: $l(\omega) = v/K\omega^2 T$, где K — численный коэффициент [10]. Вполне очевидно, что с ростом температуры длина свободного пробега не может уменьшаться неограниченно. В качестве нижнего предела для длины свободного пробега фонона можно выбрать половину длины волны $\lambda/2$ или же постоянную решетку a . В первом случае кроссовер (частота, при которой длина свободного пробега фонона становится равной половине длины волны) определится как: $\omega_0 = 1/\pi K T$, а температурная зависимость теплопроводности может быть описана выражением

$$\kappa(T) = A_1 / T^2 + B_1. \quad (2)$$

Легко показать, что соответствующие вклады фононов и диффузных мод определяются как: $\kappa_{\text{ph}} = 2A_1/T^2$, $\kappa_{\text{dif}} = B_1 - A_1/T^2$. Коэффициенты A_1 и B_1 можно найти путем линейной экстраполяции теплопроводности в координатах $(\kappa \times T^2)$ от T^2 . Нижний предел теплопроводности κ_{min} можно также оценить из выражения (1) подстановкой $\lambda/2$ в качестве длины свободного пробега: $\kappa_{\text{min}} = 1,21 k_B v n^{2/3}$, где n — число атомов в единице объема. Для 1-пропанола усредненная скорость звука, соответствующая температуре Дебая 140 К,

равна 2130 м/с, и для образца с молярным объемом 59,3 см³/моль значение κ_{\min} можно оценить как 1,65 мВт·см⁻¹·К⁻¹.

Если в качестве нижнего предела для длины свободного пробега фонона выбрать постоянную решетки, то кроссовер определится как: $\omega_0 = \sqrt{v/aKT}$, а температурная зависимость теплопроводности может быть описана выражением

$$\kappa(T) = A_2/T^{3/2} + B_2. \quad (3)$$

Вклады фононов и диффузных мод равны: $\kappa_{\text{ph}} = 3A_2/2T^{3/2}$, $\kappa_{\text{dif}} = B_2 - A_2/2T^{3/2}$, а соответствующая оценка нижнего предела теплопроводности дает: $\kappa_{\min} = k_B v n^{2/3}$ или 1,4 мВт·см⁻¹·К⁻¹. Коэффициенты A_2 и B_2 можно определить из экспериментальных данных путем линейной экстраполяции теплопроводности в координатах ($\kappa \times T^{3/2}$) от $T^{3/2}$.

Недавно авторы работ [5–7], анализируя поведение теплопроводности ряда молекулярных кристаллов в области температур порядка и выше дебаевских, пришли к выводу, что теплопроводность с хорошей точностью может быть описана выражением

$$\kappa(T) = A_3/T + B_3, \quad (4)$$

где член A_3/T описывает трехфононные процессы переброса, а B_3 — вклад короткоживущих (диффузных) мод. Последний вклад предполагается независимым от температуры при $T \geq \Theta_D$. Коэффициенты A_3 и B_3 находятся путем линейной экстраполяции теплопроводности в координатах ($\kappa \times T$) от T . Легко показать, что чисто математически это соответствует случаю, когда к длине свободного пробега фонона $l(\omega) = v/K\omega^2 T$ добавляется некая величина, пропорциональная половине длины фонона $\lambda/2$ и, соответственно, к выражению для фоновой теплопроводности значение нижнего предела $\kappa_{\min} = 1,21 k_B v n^{2/3}$ или 1,65 мВт·см⁻¹·К⁻¹. В этом случае кроссовер отсутствует. Впервые такой подход был предложен в работе [11], однако по настоящее время он не имеет под собой более-менее четкого физического обоснования.

Экспериментальные данные были построены в соответствующих координатах для всех трех изохор. Оказалось, что при $T \geq \Theta_D$ все экспериментальные

точки с хорошей точностью ложатся на прямые линии, что позволило определить коэффициенты A_i и B_i , где $i = 1, 2, 3$, входящие в выражения (2), (3), (4). Значения коэффициентов для трех образцов 1-пропанола представлены в табл. 2.

На рис. 2–4 показаны подгоночные кривые и вклады в теплопроводность низкочастотных фононов (κ_{ph}) и короткоживущих «диффузных» мод (κ_{dif}) рассчитанные в рамках всех трех моделей для образца 1-пропанола с молярным объемом $V_m = 59,3$ см³/моль. Видно, что теплопроводность при соответствующем выборе параметров достаточно хорошо описывается в рамках всех предложенных моделей, однако рассчитанные вклады фононов и «диффузных» мод значительно отличаются. Во всех трех случаях диффузный вклад превалирует над фоновым. В первых двух моделях граница «диффузности» понижается при увеличении температуры, соответственно, фоновый вклад в теплопроводность уменьшается, а «диффузный» растет. В последней модели кроссовер отсутствует, и «диффузный» вклад постоянен. Из данных табл. 2 для образцов с разными молярными объемами видно, что коэффициент A_i , ответственный за фоновый вклад, существенно зависит от плотности (молярного объема), в то время как коэффициент B_i , описывающий диффузный вклад, практически неизменен. Ранее было показано, что коэффициент Бриджмена для фоновых мод должен быть значительно больше, чем для диффузных [12]. Следует также учитывать, что из-за того, что молярный объем образца в настоящем эксперименте меняется незначительно (1–1,5%) и экстраполяция экспериментальных данных по теплопроводности проводится на большой температурный интервал, точность определения параметров A_i и B_i составляет порядка 10–15%. В общем случае коэффициент Бриджмена является средневзвешенным по фоновым и диффузным модам [1]

$$g = \frac{\kappa_{\text{ph}}}{\kappa} g_{\text{ph}} + \frac{\kappa_{\text{dif}}}{\kappa} g_{\text{dif}}. \quad (5)$$

Согласно работе [12], $g_{\text{ph}} = 3\gamma + 2q - 1/3$, где γ — параметр Грюнайзена, $q = (\partial \ln \lambda / \partial \ln V)_T$ по оценкам близок к единице, а $g_{\text{dif}} = \gamma + 1/3$. Если определить

Таблица 2. Молярные объемы V_m образцов 1-пропанола, Ar, CO₂ и соответствующие подгоночные коэффициенты A_i и B_i для всех трех моделей

Вещество	V_m , см ³ /моль	A_1 , мВт·см ⁻¹ ·К	B_1 , мВт·см ⁻¹ ·К ⁻¹	A_2 , мВт·см ⁻¹ ·К ^{1/2}	B_2 , мВт·см ⁻¹ ·К ⁻¹	A_3 , мВт·см ⁻¹	B_3 , мВт·см ⁻¹ ·К ⁻¹
1-Pr, обр. 1	59,3	8100	2,45	1110	2,25	142	1,9
1-Pr обр. 2	59,9	6500	2,45	950	2,25	130	1,9
1-Pr обр. 3	60,4	5050	2,4	810	2,25	108	1,9
Ar	22,14	21800	2,6	2600	2,2	330	1,5
CO ₂	25,8	51000	6,0	5300	5,35	550	4,5

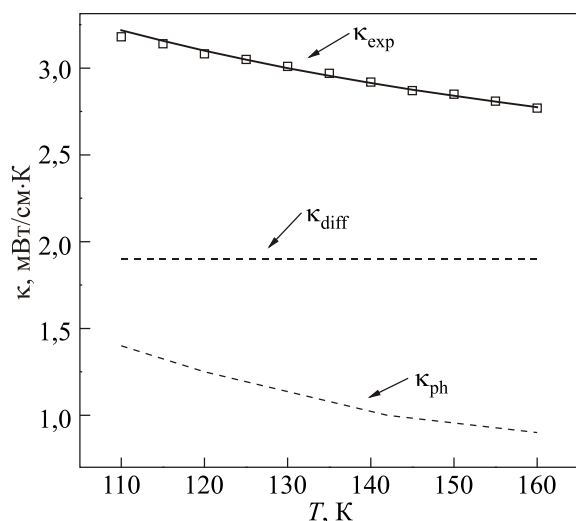


Рис. 2. Подгоночная кривая к сглаженным значениям изохорной теплопроводности 1-пропанола (образец 1) и рассчитанные вклады в теплопроводность низкочастотных фононов κ_{ph} и «диффузных» мод κ_{diff} согласно подгонке по зависимости: $\kappa(T) = A_3/T + B_3$.

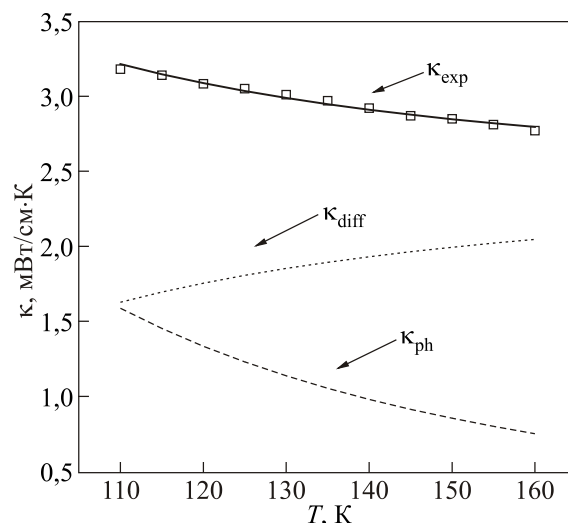


Рис. 4. Подгоночная кривая к сглаженным значениям изохорной теплопроводности 1-пропанола (образец 1) и рассчитанные вклады в теплопроводность низкочастотных фононов κ_{ph} и «диффузных» мод κ_{diff} согласно подгонке по зависимости: $\kappa(T) = A_1/T^2 + B_1$.

парциальные коэффициенты Бриджмена для фононных и диффузных мод из зависимости от молярного объема коэффициентов A_i и B_i , то $g_{ph} = 16,8$ и $g_{diff} \approx 0$. Суммарный коэффициент Бриджмена $g = 5,6$, что сопоставимо с экспериментальным значением $g = 5,2$. Вопрос об объемной зависимости фононного и диффузного вкладов еще далек от полного понимания.

В связи с тем, что измерения изохорной теплопроводности 1-пропанола проводились в узком температурном

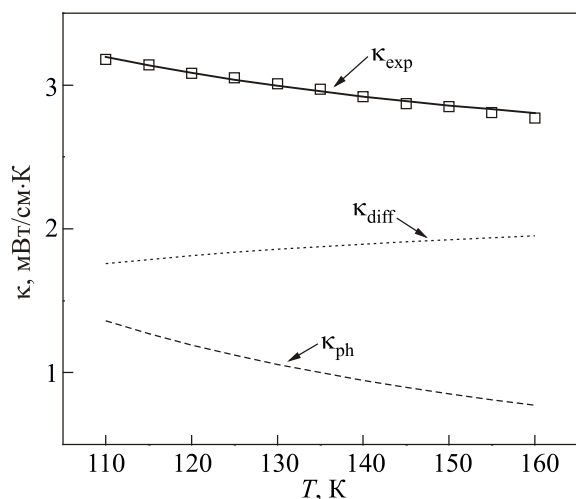


Рис. 3. Подгоночная кривая к сглаженным значениям изохорной теплопроводности 1-пропанола (образец 1) и рассчитанные вклады в теплопроводность низкочастотных фононов κ_{ph} и «диффузных» мод κ_{diff} согласно подгонке по зависимости: $\kappa(T) = A_2/T^{3/2} + B_2$.

интервале вблизи плавления, трудно отдать предпочтение той или иной модели. Сведения об изохорной теплопроводности в широком температурном интервале имеются для твердого аргона [13] и CO_2 [14]. На рис. 5 и 6 экспериментальные данные для Ar ($V_m = 22,14 \text{ см}^3/\text{моль}$) и CO_2 ($V_m = 25,8 \text{ см}^3/\text{моль}$) представлены в описанных выше координатах, а соответствующие коэффициенты A_i и B_i представлены в табл. 2. Видно, что заметные расхождения начинаются при температурах ниже дебаевских, а эксперимент лучше описывается зависимостью $\kappa(T) = A_2/T^{3/2} + B_2$, предполагающей в качестве нижнего предела для длины свободного пробега фонона величину, пропорциональную постоянной решетки. Роуфосс и Клеменс предпочитали именно это предположение по следующим соображениям. Выражение (1) подразумевает, что колебательные возбуждения могут быть описаны, как волны. Однако если волновая концепция перестает работать, альтернативное описание должно использовать понятие о локализованных возбуждениях, перескакивающих с узла на узел. В то же время следует помнить, что авторы работ [5–7], анализируя поведение теплопроводности большого ряда молекулярных кристаллов в области температур порядка и выше дебаевских, пришли к выводу, что лучше всего для описания подходит выражение: $\kappa(T) = A_3/T + B_3$. Вследствие этого, по-видимому, еще рано делать окончательный вывод о преимуществах той или иной модели, а необходим тщательный дополнительный анализ как имеющегося экспериментального материала, так и постановка дополнительных экспериментов.

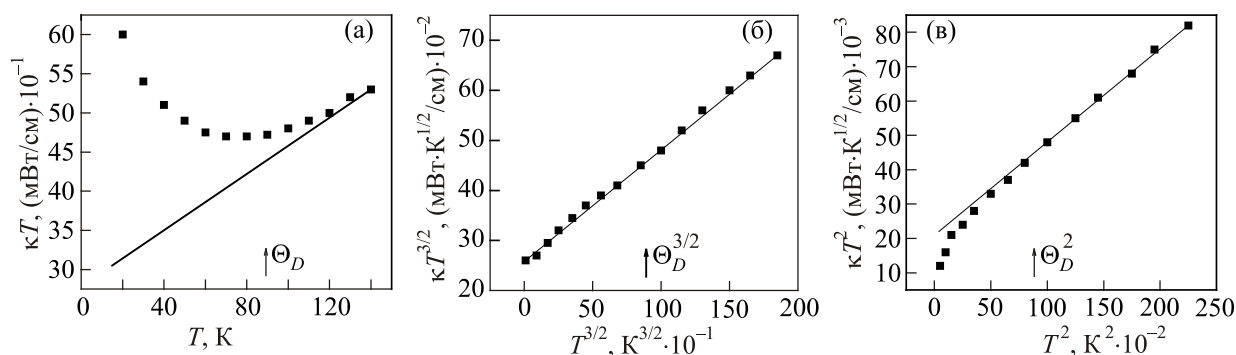


Рис. 5. Экспериментальные данные для Ag ($V_m = 22,14 \text{ см}^3/\text{моль}$) в приведенных координатах, соответствующих различным моделям: $\kappa T(T)$ (а), $\kappa T^{3/2}(T^{3/2})$ (б), $\kappa T^2(T^2)$ (в).

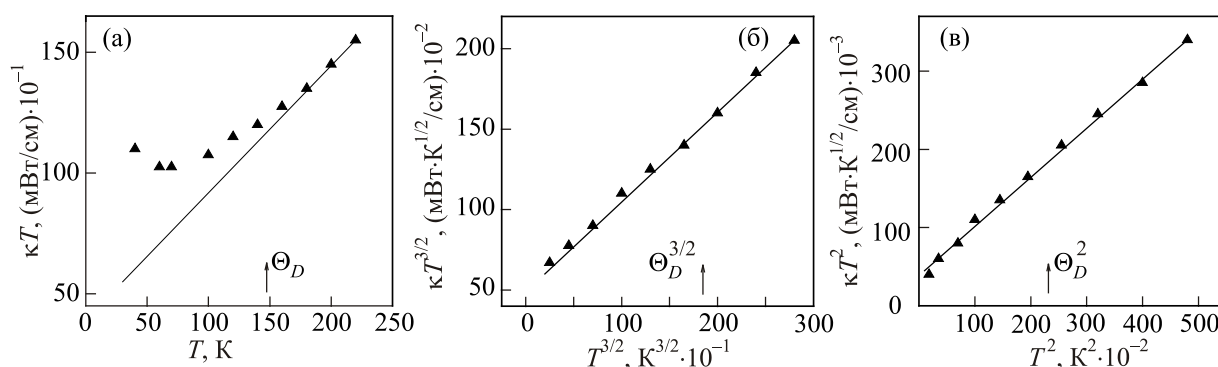


Рис. 6. Экспериментальные данные для CO_2 ($V_m = 25,8 \text{ см}^3/\text{моль}$) в приведенных координатах, соответствующих различным моделям: $\kappa T(T)$ (а), $\kappa T^{3/2}(T^{3/2})$ (б), $\kappa T^2(T^2)$ (в).

Выводы

Исследована изохорная теплопроводность кристаллического 1-пропанола $\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$ на образцах разной плотности в интервале температур от 100 К и до начала плавления. Изохорная теплопроводность всех образцов уменьшается с ростом температуры; при этом наблюдаются значительно более сильные отклонения от зависимости $\kappa \propto 1/T$, чем при давлении насыщенных паров. Разная температурная зависимость изобарной и изохорной теплопроводности обусловлена влиянием теплового расширения, которое существенно сказывается на результатах измерений в случае, если объемные коэффициенты теплового расширения превышают величину 10^{-4} K^{-1} . Для интерпретации экспериментальных результатов привлекаются три несколько отличающиеся модели теплопроводности, учитывающие перенос тепла как фононами, так и короткоживущими «диффузными» модами. При соответствующем выборе параметров поведение изохорной теплопроводности достаточно хорошо описывается в рамках всех предложенных моделей, однако рассчитанные вклады фононов и «диффузных» мод существенно отличаются. Необходимо накопление новых экспериментальных

фактов и более детальный теоретический анализ для того, чтобы отдать окончательное предпочтение одной из предложенных моделей.

Авторы выражают искреннюю благодарность докт. физ.-мат. наук А.И. Кривчикову за проявленный интерес к работе и ценные замечания.

1. V.A. Konstantinov, in: *Heat Transfer — Theoretical Analysis, Experimental Investigations and Industrial Systems*, Aziz Belmiloudi (ed.), InTech, Open Access Publisher (2011).
2. D.G. Cahill, S.K. Watson, and R.O. Pohl, *Phys. Rev. B* **46**, 6131 (1992).
3. C. Talón, F.J. Bermejo, C. Cabrillo, G.J. Cuello, M.A. González, J.W. Richardson, Jr., A. Criado, M.A. Ramos, S. Vieira, F.L. Cumbreira, and L.M. González, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 115506-1 (2002).
4. M.A. Ramos, C. Talon, R.J. Jimenez-Rioboo, and S. Vieira, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, S1007 (2003).
5. A.I. Krivchikov, F.J. Bermejo, I.V. Sharapova, O.A. Korolyuk, and O.O. Romantsova, *ФНТ* **35**, 1143 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 891 (2009)].
6. A.I. Krivchikov, A.N. Yushchenko, O.A. Korolyuk, F.J. Bermejo, R. Fernandez-Perea, I. Bustinduy, and M.A. González, *Phys. Rev. B* **77**, 024202 (2008).

7. А.И. Кривчиков, О.О. Романцова, О.А. Королюк, Г.А. Вдовиченко, Ю.В. Горбатенко, *ФНТ* **41**, 708 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 551 (2015)].
8. В.А. Константинов, С.А. Смирнов, В.П. Ревякин, *ПТЭ* **42**, 145 (1999).
9. M.C. Roufosse and P.G. Klemens, *J. Geophys. Res.* **79**, 703 (1974).
10. R. Berman, *Thermal Conduction in Solids*, Clarendon Press, Oxford (1976).
11. J.R. Olson, R.O. Pohl, J.W. Vandersande, A. Zoltan, T.R. Anthony, and W.F. Banholzer *Phys. Rev. B* **47**, 14850 (1993).
12. В.А. Константинов, *ФНТ* **29**, 567 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 422 (2003)].
13. F. Clayton and D.N. Batchelder, *J. Phys. C* **6**, 1213 (1973).
14. В.А. Константинов, В.Г. Манжелей, С.А. Смирнов, А.М. Толкачев, *ФНТ* **14**, 189 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 104 (1988)].

Isochoric thermal conductivity of solid 1-propanol

V.A. Konstantinov, V.V. Sagan, A.V. Karachevtseva

Isochoric thermal conductivity of solid 1-propanol C_3H_7OH has been measured for samples of different densities in the temperature range from 110 K and up to melting. Isochoric thermal conductivity decreases with temperature by the low much weaker than $1/T$. The experimental data are described in terms of the Debye model of thermal conductivity with allowance for heat transfer by both phonons and “diffuse” modes.

PACS: **66.70.-f** Nonelectronic thermal conduction and heat-pulse propagation in solids; thermal waves;
63.20.K- Phonon interactions.

Keywords: thermal conductivity, 1-propanol, fonons, “diffuse” modes.