

Роль нормальных процессов в теплопроводности твердого дейтерия

О. А. Королюк, Б. Я. Городилов, А. И. Кривчиков, В. В. Дудкин

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина, 47*

E-mail: korolyuk@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 18 октября 1999 г., после переработки 19 ноября 1999 г.

Проведены исследования теплопроводности кристаллов ортодейтерия с примесью неона в интервале температур 1,8–17 К. Результаты измерений описаны в рамках время-релаксационной модели с учетом нормальных фонон-фононных процессов рассеяния. Определена интенсивность нормальных процессов рассеяния для дейтерия. На основании существующих теоретических моделей сделана оценка интенсивности процессов рассеяния фононов для ряда кристаллов. Проведено сравнение расчетной интенсивности нормальных процессов с полученной из экспериментов.

Проведено дослідження теплопровідності кристалів ортодейтерію з домішкою неону в інтервалі температур 1,8–17 К. Результати вимірювань описано в рамках час-релаксаційної моделі з урахуванням нормальних фонон-фононних процесів розсіювання. Визначено інтенсивність нормальних процесів розсіювання для дейтерію. На основі існуючих теоретичних моделей зроблено оцінку інтенсивності процесів розсіювання фононів для ряду кристалів. Проведено порівняння розрахункової інтенсивності нормальних процесів з отриманою із експериментів.

PACS: 63.20.Mt, 66.70.+f, 67.80.Gb, 67.80.Mg

Введение

Известно, что фонон-фононные процессы рассеяния, протекающие с сохранением квазиимпульса (нормальные или N -процессы), не вносят вклад в теплосопrotивление кристалла [1]. В то же время в некоторых случаях они могут играть значительную роль в его формировании. Пионерскими в рассмотрении вопроса о влиянии N -процессов на теплопроводность в рамках время-релаксационного приближения были работы Гюйе и Крумхансла [2] и Каллауэя [3]. Модель Каллауэя оказалась более удобной для применения и теперь широко используется. Хотя первоначально она была предложена в достаточно грубом приближении, более поздние исследования (в частности, [4,5]) показали, что модель применима и при более точном рассмотрении этого вопроса.

При перераспределении энергии фононной подсистемы N -процессы в зависимости от интенсивности приводят к оригинальным эффектам в теплопроводности кристаллов, особенно когда их интенсивность сравнима с интенсивностью резистивных процессов. В этом случае влияние N -процессов на величину и поведение теплопровод-

ности становится наиболее значительным, что позволяет определять их интенсивность из данных по теплопроводности с достаточной надежностью [5], как и из экспериментов по второму звуку.

До настоящего времени из экспериментов по теплопроводности интенсивность N -процессов была получена лишь для кристаллов ^3He , ^4He [6–8], $p\text{-H}_2$ [5,9] и Ne [10].

В настоящей работе исследовано влияние нормальных фонон-фононных процессов на теплопроводность твердого ортодейтерия с примесью неона.

Эксперимент

Измерения теплопроводности чистого $o\text{-D}_2$ и двух образцов $o\text{-D}_2$ с концентрацией примеси Ne $c = 0,05\%$ в интервале температур 1,8–17 К проведены плоским стационарным методом. Кристаллы выращивались в ампуле из нержавеющей стали с внутренним диаметром 4,6 мм и длиной 38 мм [11].

Для эксперимента использовали газообразный дейтерий с изотопической чистотой 99,59%. Со-

держание химических примесей в сухом газе менее 0,01%. Перед приготовлением образца в отдельном криостате проводили орто-параконверсию дейтерия в контакте с катализатором $\text{Fe}(\text{OH})_3$ при температуре близкой к 20 К. В результате достигалась концентрация $p\text{-D}_2$ $c = 2\%$. Химическая чистота Ne (природный изотопический состав) была 99,99%. Газообразные смеси ортодейтерий–неон готовили в стеклянном баллоне при комнатной температуре. Относительная ошибка в определении концентрации неона в смеси не превышала 5%.

Для обеспечения равномерного распределения примеси неона в образце кристаллизацию проводили из газовой фазы, при этом давление газа поддерживалось постоянным и соответствовало упругости паров дейтерия вблизи тройной точки (17 кПа).

Чистый 1 и примесный 3 образцы выращивали со скоростью 0,13 мм/мин, отжигали в течение 3 ч, затем охлаждали до температуры измерений. Скорость охлаждения была выбрана так, чтобы градиент по образцу не превышал 0,3 К. Методика приготовления образцов 1 и 3 позволяла получить для кристаллов воспроизводимые результаты по температурным зависимостям и величинам теплопроводности. Примесный образец 2 выращивали со скоростью 0,26 мм/мин.

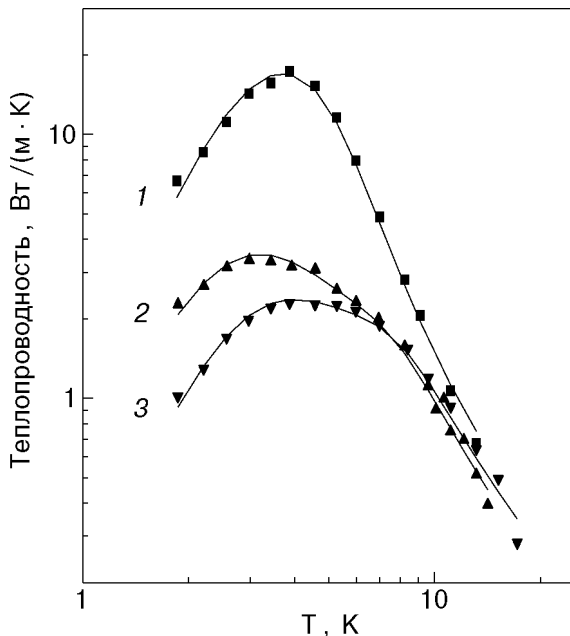


Рис. 1. Температурные зависимости теплопроводности образцов $o\text{-D}_2$ без примеси Ne (1), $o\text{-D}_2 + 0,0502\%$ Ne (2) и $o\text{-D}_2 + 0,048\%$ Ne (3). Образцы 1 и 3 (кривые 1, 3) выращены со скоростью 0,13 мм/мин и отожжены, образец 2 (кривая 2) — со скоростью 0,26 мм/мин без отжига. Линии соответствуют расчету по формуле Каллауэя [3].

Температурные зависимости теплопроводности исследованных образцов представлены на рис. 1. Образец 3 после измерений был переплавлен, его теплопроводность до и после плавления полностью совпала.

Нормальные процессы и теплопроводность

Рассмотрим физическую модель, которая будет использована при анализе экспериментальных данных.

Нормальные процессы фонон-фононного взаимодействия наиболее полно рассмотрены Херрингом [12]. По Херрингу скорость релаксации N -процессов для акустических фононов в области низких температур может быть представлена в виде

$$\tau_N^{-1} \propto \omega^n T^{5-n},$$

где $n = 2$ для кристаллов высокой симметрии (кубических и ГПУ).

В более поздних работах (например, [4]) были уточнены времена релаксации для фононов с продольной и поперечной поляризацией в различных типах процессов рассеяния ($l \leftrightarrow l + t$, $l \leftrightarrow t + t$ и пр.) и получены для них частотные и температурные зависимости.

Поскольку из экспериментов по теплопроводности удается установить только усредненную по поляризациям фононов величину τ_N , при рассмотрении нормальных процессов обычно пренебрегают различием между продольными и поперечными фононами. В дальнейшем для скорости релаксации N -процессов будем использовать общепринятое выражение:

$$\tau_N^{-1} = B_N \omega^2 T^3. \quad (1)$$

В работе [5] при анализе результатов по теплопроводности неона в параводороде был учтен член, соответствующий рассеянию фононов с поперечной поляризацией ($\tau_N^{-1} \sim \omega T^4$), однако в [9] для водорода с примесью неона и аргона было показано, что вклад этого члена на несколько порядков меньше.

Модель Каллауэя [3] учитывает влияние нормальных процессов фонон-фононного рассеяния в приближении дебаевского фононного спектра, и теплопроводность кристалла представлена в виде двух слагаемых:

$$K(T) = G T^3 (I_1 + I_2^2/I_3), \quad (2)$$

где

$$I_1 = \int_0^{\Theta/T} \tau_C f(x) dx; \quad I_2 = \int_0^{\tau_C/\tau_N} \frac{\tau_C}{\tau_N} f(x) dx;$$

$$I_3 = \int_0^{\tau_C/(\tau_N \tau_R)} \frac{\tau_C}{\tau_N \tau_R} f(x) dx; \quad G = k^4/(2\pi^2 s \hbar^3);$$

$$f(x) = x^4 e^x / (e^x - 1)^2; \quad x = \hbar \omega / kT;$$

Θ — температура Дебая; k — постоянная Больцмана; s — скорость звука; τ_R , τ_N , τ_C — времена релаксации резистивных процессов рассеяния, N -процессов и комбинированное время релаксации соответственно:

$$\tau_C^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}.$$

Для нормальных процессов, введя переменную x , получаем

$$\tau_N^{-1} = A_N x^2 T^5. \quad (3)$$

При анализе экспериментальных данных в качестве резистивных процессов были учтены процессы переброса (U -процессы), рассеяние фононов на границах зерен и на примесях:

$$\tau_R^{-1} = \tau_U^{-1} + \tau_B^{-1} + \tau_I^{-1}. \quad (4)$$

U -процессы определяются свойствами кристалла дейтерия и при небольших концентрациях практически не зависят от присутствия примесных молекул [1]:

$$\tau_U^{-1} = A_U x^2 T^3 \exp(-E/T),$$

где E — пороговая энергия фононов, начиная с которой возможно проявление процессов переброса.

Рассеяние на границах определяется характерной длиной свободного пробега фононов L и скоростью звука s [1]:

$$\tau_B^{-1} = s/L.$$

Обратное время релаксации для рассеяния фононов тяжелой изотопической примесью носит резонансный характер и определяется выражением [5]

$$\tau_I^{-1} = \frac{1,5\pi c \epsilon^2 \omega (\omega/\omega_D)^3}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + 2,25\pi^2 \epsilon^2 (\omega/\omega_D)^6},$$

где c — концентрация примеси; $\epsilon = \Delta M/M$ (дефект массы), ΔM — разница масс молекул примеси и матрицы; ω_D — дебаевская частота; ω_0 — квазилокальная частота, в дебаевском приближении равная $\omega_0 = \omega_D / (3\epsilon)^{1/2}$.

При внедрении примеси в кристалл кроме чисто массового эффекта происходит изменение силового взаимодействия и дисторсия решетки вокруг примесного центра. Клеменс [13] ввел вместо дефекта массы эффективный параметр, учитывающий локальное изменение силовых постоянных $\Delta\phi/\phi$ и локальное искажение решетки $\Delta\delta/\delta$, который имеет следующий вид:

$$\Gamma = \epsilon^2 + 2(\Delta\phi/\phi - 6,4\gamma\Delta\delta/\delta)^2, \quad (5)$$

где γ — постоянная Грюнайзена.

В случае неона в дейтерии дисторсия решетки может быть оценена как $\Delta\delta/\delta \approx (V_{D_2} - V_{Ne})/3V_{D_2} \approx 0,098$, поскольку $V_{D_2} = 19,91 \text{ см}^3/\text{моль}$, $V_{Ne} = 14,07 \text{ см}^3/\text{моль}$ — молярные объемы дейтерия и неона. Первое слагаемое в скобках формулы (5) мало по сравнению со вторым и им можно пренебречь. Подчеркнем, что такое приближение является грубо модельным. Однако есть основания думать, что в области низких температур это приближение справедливо. Если принять $\gamma \approx 2$ [14], то поправка к ϵ^2 в результате локального изменения силовых постоянных и дисторсии решетки будет приблизительно равна 3,1, считая, что потенциалы взаимодействия неона и дейтерия практически равны. Таким образом, обсуждаемая поправка меньше дефекта массы $\epsilon^2 = 16$. При анализе результатов мы пренебрегли вкладом, связанным с искажением решетки.

Обсуждение

Результаты для чистого $o\text{-D}_2$ согласуются с данными [15]. Имеется полное согласие по температурному положению максимума теплопроводности, хотя величина теплопроводности, полученная в настоящей работе, несколько ниже. Вероятно, это связано с тем, что кристаллы в [15] были выращены в стеклянной ячейке, имеющей больший диаметр, что и обусловило более высокое качество кристаллов. На это указывает и размер кристаллических зерен (1 мм), приведенный в работе [15].

Низкотемпературные теплопроводности кристаллов с примесью неона значительно различаются (рис. 1). Причем при $T < 6 \text{ К}$ теплопроводность образца, выращенного с меньшей скоростью (кривая 3), ниже, чем для образца, выращенного более быстро (кривая 2). В области $T \gtrsim 10 \text{ К}$

кривые имеют разный наклон и пересекаются. Очевидно, эти особенности связаны с дефектной структурой кристаллов вследствие различных условий роста. В настоящей работе мы не будем обсуждать влияние методики приготовления образцов на их дефектную структуру.

Экспериментальные температурные зависимости теплопроводности были описаны по формуле Каллауэя. В расчетах использовалось значение температуры Дебая для дейтерия, равное 111,5 К [16]. Согласие теории с экспериментом как для чистого ортодейтерия, так и для смесей дейтерий–неон может быть в некоторой степени улучшено учетом вклада релаксации на изотопических примесях, содержащихся в исходном газе дейтерия ($\tau^{-1} = Dx^4T^4$ с $D = 299,5 \text{ с}^{-1}\cdot\text{К}^{-4}$). Это неудивительно, если учесть, что содержание изотопических примесей в исходном газе составляло 0,041% и, кроме того, в кристалле присутствовало около 2% молекул с ненулевым вращательным моментом. Показатель экспоненты для фонон-фононных U -процессов ($E = 37,1 \text{ К}$) также был получен из данных для чистого ортодейтерия. Величина интенсивности нормальных процессов (A_N) была определена из подгонки данных для кристаллов с примесью и составляла $(5,0 \pm 0,5) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}\cdot\text{К}^{-5}$.

Полученные значения параметров процессов рассеяния представлены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры процессов рассеяния фононов, полученные из подгонки формулы Каллауэя к экспериментальным температурным зависимостям теплопроводности для различных образцов: U -процессы (A_U, E), N -процессы (A_N), рассеяние на границах зерен (L_B – длина пробега фононов). В вычислениях использована скорость звука в дейтерии $s = 1202,8 \text{ м/с}$ [17]

№ образца	$c_{\text{Ne}}, 10^{-4}$	$L_B, 10^{-5} \text{ м}$	$A_U, 10^7 \text{ с}^{-1}\cdot\text{К}^{-3}$	$E, \text{ К}$	$A_N, 10^4 \text{ с}^{-1}\cdot\text{К}^{-5}$
1	0	3,76	4,56	37,1	$5,0 \pm 0,5$
2	5,02	1,88	6,89	37,1	$5,0 \pm 0,5$
3	4,8	0,66	5,73	37,1	$5,0 \pm 0,5$

Результаты подгонки показаны на рис. 1 сплошными линиями. Длина свободного пробега при рассеянии фононов границами кристаллических зерен для кристалла 2, выращенного с большей скоростью, оказалась почти в 3,5 раза выше, чем в примесном кристалле 3. Как видно на рис. 1, экспериментальные точки для кривой 3 систематически выше, чем для кривой 2 в области

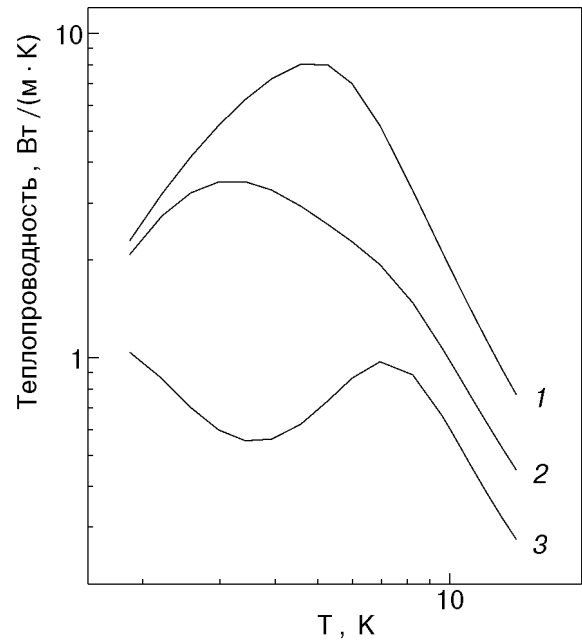


Рис. 2. Вычисленные температурные зависимости теплопроводности ортодейтерия при разной интенсивности нормальных процессов $A_N, \text{ с}^{-1}\cdot\text{К}^{-5}$: 50 (1), $5 \cdot 10^4$ (2), $5 \cdot 10^7$ (3) (параметры остальных процессов рассеяния остались без изменений, см. табл. 1). Расчет выполнен по формуле Каллауэя.

$T > 10 \text{ К}$, где следовало бы ожидать совпадения результатов. Различие, по-видимому, связано с дефектной структурой кристаллов и, как результат, различной преимущественной ориентацией кристалла относительно потока тепла [11].

На рис. 2 показано рассчитанное изменение поведения теплопроводности в зависимости от интенсивности нормальных процессов. Средняя кривая – результат подгонки для образца 2. Для двух других кривых интенсивность нормальных процессов изменена на 3 порядка (уменьшена для кривой 1 и увеличена для кривой 3). В зависимости от интенсивности вклады в теплопроводность слагаемых в формуле Каллауэя (1) изменяются. Так, для кривой 1 теплопроводность определяется исключительно первым членом, для кривой 3 – вторым (так называемый «займановский предел»).

Накопленные в последние годы данные позволяют сопоставить полученные из результатов измерений теплопроводности интенсивности N -процессов для квантовых кристаллов и неона. Для численной оценки мы воспользовались представлениями, изложенными в работах [4,5]. В общем случае скорость релаксации N -процессов можно записать в виде

Сравнение вычисленных и полученных в эксперименте интенсивностей нормальных фонон-фононных процессов ($\tau_N^{-1} = A_N x^2 T^5$). Величины температуры Дебая Θ и молярного объема V для изотопов H_2 приведены из [16], для Ne – из [14], параметр Грюнайзена γ для Ne вычислен по данным работы [19], для водородов – [16], для Ne – [20]

Вещество	γ	V , см ³ /моль	Θ , К	A_N , с ⁻¹ ·К ⁻⁵		$A_N \mu V^{2/3} / \gamma^2$, Дж·с / моль ^{5/3} ·К ⁵	Источник
				Расчет	Эксперимент		
³ He	2,70	19,5	37,3	$2,09 \cdot 10^7$	$1,37 \cdot 10^7$	4,080	[6]
³ He	2,52	17,6	48,2	$5,40 \cdot 10^6$	$2,40 \cdot 10^6$	0,767	[6]
³ He	2,03	12,6	104	$9,36 \cdot 10^4$	$5,10 \cdot 10^4$	0,0201	[6]
⁴ He	2,79	20,4	28	$6,80 \cdot 10^7$	$3,81 \cdot 10^7$	14,6	[8]
⁴ He	2,49	17,3	43	$7,08 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^6$	1,81	[8]
⁴ He	1,94	11,65	104	$6,76 \cdot 10^4$	$3,49 \cdot 10^4$	0,0190	[8]
H ₂	2,00	23,16	118,5	$4,73 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^4$	0,0272	[9]
HD	2,00	20,95	115	$3,92 \cdot 10^4$	586	$3,34 \cdot 10^4$	[18]
D ₂	2,00	19,91	111,5	$3,55 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^4$	0,0367	Настоящая работа
Ne	2,60	13,53	74,6	$1,16 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$ (с ⁻¹ ·К ⁻⁴)	0,756	[10]

$$\tau_N^{-1} \approx b \left(\frac{\omega}{\omega_D} \right)^n \left(\frac{T}{\Theta} \right)^{5-n}, \quad (6)$$

$$b \approx \frac{16\pi^3}{735 \sqrt{3}} \frac{\gamma^2 a^3 \hbar}{M} \left(\frac{k\Theta}{\hbar s_t} \right)^5,$$

где a – расстояние между ближайшими соседями, s_t – поперечная скорость звука. Преобразовав выражение (6) для интенсивности нормальных процессов в выражение (3) и выразив коэффициент через характеристические параметры кристалла, получаем

$$A_N \approx 991,6 \hbar N_A^{5/3} \frac{\gamma^2}{\mu V^{2/3} \Theta^5}, \quad (7)$$

где μ – молярная масса, V – молярный объем и N_A – число Авогадро. Из формулы (7) видно, что интенсивность нормальных процессов зависит от физических параметров, характеризующих конкретное вещество. В табл. 2 сравниваются интенсивности нормальных процессов (A_N) для различных кристаллов, полученные из экспериментов по исследованию теплопроводности [6–10,18] и вычисленные по приведенной выше формуле.

Выделим в формуле (7) зависимость от температуры Дебая, исключив зависимости от молярного веса, молярного объема и постоянной Грюнай-

зена ($A_N \mu V^{2/3} / \gamma^2$), и сравним с аналогичными величинами из экспериментов по теплопроводности различных кристаллов [6–10,18]. На рис. 3 в логарифмическом масштабе представлена эта зависимость. Видно, что интенсивности N -процессов, полученные в различных экспериментах, за исключением результатов для HD [18], соответствуют расчетной формуле $\tau_N^{-1} \propto \Theta^{-5}$. Интенсивность

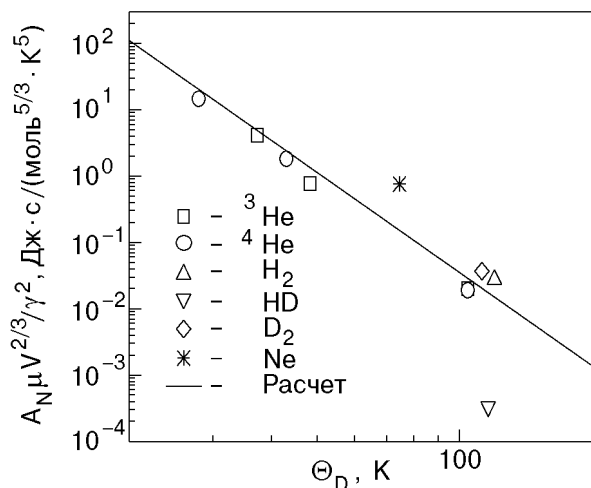


Рис. 3. Интенсивности N -процессов для различных веществ, нормированные на молекулярный вес, молярный объем и константу Грюнайзена ($A_N \mu V^{2/3} / \gamma^2$), в зависимости от температуры Дебая. Символы – экспериментальные результаты [6–10,18] и настоящей работы (табл. 2), линия – расчет с использованием формулы (7).

N -процессов для HD значительно ниже предполагаемой по оценочной формуле. Это объясняется тем, что в работе [18] этот параметр определялся по данным теплопроводности для низкотемпературной (ниже максимума) части кривой, что затрудняло адекватную интерпретацию результатов. Для Ne интенсивность N -процессов [10] несколько завышена, что может быть связано с иным представлением N -процессов в этой работе ($\tau_N^{-1} = B_N x^2 T^4$).

Воспользовавшись тем, что рассчитанные интенсивности N -процессов согласуются с полученными из эксперимента, мы вычислили параметры N -процессов для некоторых простейших молекулярных кристаллов. Результаты расчетов представлены в табл. 3. Вычисленные значения для классических кристаллов инертных газов (см. табл. 3) незначительно отличаются от интенсивности N -процессов для изотопов водорода (см. табл. 2). Следует учитывать, что влияние нормальных процессов на теплопроводность зависит от соотношения интенсивностей нормальных и резистивных процессов. Вклад N -процессов незначителен, когда время релаксации N -процессов значительно меньше времени релаксации резистивных процессов.

Таблица 3

Интенсивности нормальных фонон-фононных процессов A_N (расчет) для некоторых веществ ($\tau_N^{-1} = A_N x^2 T^5$). Величины температуры Дебая и молярного объема для изотопов H_2 приведены из [16], для CH_4 — из [21], для Ar, Kr и Xe — из [14], параметр Грюнайзена для изотопов H_2 — из [14], для CH_4 — из [22], для Ar, Kr и Xe — из [20]

Вещество	γ	V , см ³ /моль	Θ , К	A_N , с ⁻¹ ·К ⁻⁵
HT	2	20,48	107	$4,28 \cdot 10^4$
DT	2	19,34	106,8	$3,59 \cdot 10^4$
T_2	2	18,82	102,2	$3,8 \cdot 10^4$
CH_4	2	32,75	144	$1,77 \cdot 10^3$
Ar	2,2	22,57	93,3	$9,62 \cdot 10^3$
Kr	2,6	27,13	71,7	$2,11 \cdot 10^4$
Xe	2,3	34,55	64	$1,59 \cdot 10^4$

Заключение

Близость параметров потенциала Леннард-Джонса дейтерия и неона позволяет рассматривать примеси неона в ортодейтерии как квази-изотопические. Поскольку в результате большого соотношения масс ($M_{Ne} / M_{D_2} = 5$) рассеяние фононов тяжелой изотопической примесью преобладает над прочими процессами рассеяния, роль нормальных процессов четко проявляется.

Сформулируем основные результаты:

- проведен анализ влияния N -процессов на теплопроводность исследованных кристаллов и впервые определена интенсивность N -процессов в твердом D_2 ;

- сопоставлены имеющиеся в литературе интенсивности N -процессов для изотопов гелия, водорода и неона, полученные из результатов измерений теплопроводности;

- на основании теории, изложенной в работах [4,5], вычислены интенсивности N -процессов для кристаллов, величина нормальных процессов которых известна из экспериментов [6–10,18], и проведено их сравнение;

- с использованием приведенных формул сделана оценка интенсивности N -процессов для ряда простейших кристаллов.

Показано, что для всех рассмотренных веществ, включая и квантовые кристаллы, интенсивность нормальных фонон-фононных процессов при низких температурах можно описать единым образом через характеристические параметры кристаллов. Из предложенного подхода создается впечатление, что нулевые колебания не влияют на интенсивность нормальных процессов. Однако необходимо учитывать, что все параметры, входящие в формулу для интенсивности нормальных процессов, в той или иной степени зависят от энергии нулевых колебаний частиц, поэтому зависимость N -процессов от квантовой характеристики кристалла не является однозначной.

В заключение авторы выражают благодарность Т. Н. Анцыгиной за любезно предоставленную формулу для оценки интенсивности нормальных процессов и полезные консультации и проф. В. Г. Манжелию за внимание, поддержку работы и ценную дискуссию.

1. R. Berman, *Thermal Conductivity in Solids*, Clarendon Press, Oxford (1976).
2. R. A. Guyer and I. A. Krumhansl, *Phys. Rev.* **148**, 766, 778 (1966).
3. J. Callaway, *Phys. Rev.* **122**, 787 (1961).
4. Т. Н. Анцыгина, В. А. Слюсарев, *ФНТ* **19**, 494 (1993).

5. Т. Н. Анцыгина, Б. Я. Городилов, Н. Н. Жолонко, А. И. Кривчиков, В. Г. Манжелей, В. А. Слюсарев, *ФНТ* **18**, 417 (1992).
6. R. Berman and C. R. Day, *Phys. Lett.* **33A**, 329 (1970).
7. R. Berman, C. L. Bounds, and S. J. Rogers, *Proc. Roy. Soc.* **289**, 66 (1965).
8. R. Berman, C. L. Bounds, C. R. Day, and H. H. Sample, *Phys. Lett.* **26A**, 185 (1968).
9. Б. Я. Городилов, А. И. Кривчиков, В. Г. Манжелей, Н. Н. Жолонко, *ФНТ* **20**, 78 (1994).
10. R. M. Kimber and S. J. Rogers, *J. Phys.* **C6**, 2279 (1973).
11. О. А. Корольюк, В. Я. Городилов, А. И. Кривчиков, А. С. Пирогов, and V. V. Dudkin, *J. Low Temp. Phys.* **111**, 515 (1998).
12. C. Herring, *Phys. Rev.* **95**, 954 (1954).
13. G. P. Srivastava, *The Physics of Phonons*, Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York (1990).
14. *Physics of Cryocrystals*, V. G. Manzhelii, Yu. A. Freiman, M. L. Klein, and A. A. Maradudin (eds.), AIP-Press, Woodbury, New York (1996).
15. Б. Я. Городилов, И. Н. Крупский, В. Г. Манжелей, О. А. Корольюк, *ФНТ* **7**, 424 (1981).
16. М. И. Багацкий, И. Я. Минчина, В. Г. Манжелей, П. И. Муромцев, А. И. Кривчиков, В. С. Парбузин, *ФНТ* **16**, 1009 (1990).
17. *Свойства конденсированных фаз водорода и кислорода (справочник)*, Наукова Думка, Киев (1984).
18. K. S. Dubey, *J. Phys. Chem. Solids* **39**, 699 (1978).
19. W. R. Gardner, J. K. Hoffer, and N. E. Phillips, *Phys. Rev.* **A7**, 1029 (1973).
20. *Rare Gas Solids II*, M. L. Klein and J. A. Venables (eds.), Academic Press, London–New York–San Francisco (1977).
21. В. Я. Городилов, V. V. Sumarokov, P. Stachowiak, and A. Jezowski, *Phys. Rev.* **B58**, 3089 (1998).
22. А. М. Толкачев, А. Н. Александровский, В. Г. Манжелей, *ФНТ* **3**, 1340 (1977).

The role of normal processes in thermal conductivity of solid deuterium

O. A. Korolyuk, B. Ya. Gorodilov,
A. I. Krivchikov, and V. V. Dudkin

The thermal conductivity of orthodeuterium crystals with neon impurity is studied in a temperature range 1.8–17 K. The measured results are described in terms of the time-relaxation model taking into account the normal processes of phonon-phonon scattering. The intensity of the normal processes of scattering for deuterium is obtained. Using the existing theoretical models the intensity of phonon scattering processes is estimated for a number of cryocrystals. A comparison between the calculated intensity of the normal processes and the measured one is carried out.