

# Эффект плато в теплопроводности твердого водорода с тяжелой изотопической примесью неона предельно малой концентрации

© Н.Н. Жолонко

Черкасский национальный университет им. Богдана Хмельницкого,  
18031 Черкассы, Украина

E-mail: zholonko@yahoo.com

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 30 октября 2006 г.)

Представлены результаты исследований теплопроводности твердого водорода с 0.0001–0.0002 at.% примеси неона в интервале температур 1.5–10 К для равновесных образцов, полученных после переплавки с медленным темпом выращивания. Показано, что для концентраций, значительно меньших предельной растворимости тяжелой примеси, в сравнении с десублимированными образцами, где в температурной зависимости теплопроводности ранее наблюдалась резонансная яма, удалось получить качественно иное поведение, а именно образование на кривой симметричного плато. Предложена релаксационная модель, в которой эффект объясняется образованием линейных примесных структур, размещающихся вдоль дислокационных линий и значительно усиливающих рассеяние фононов на ядрах дислокаций. Проведены оценки плотности линейных примесных структур и степени их влияния на теплопроводность в сравнении со случаем однородного распределения изолированных атомов неона в твердом водороде.

PACS: 67.80.Gb, 67.80.Mg

## 1. Введение

Водород, благодаря простому строению атома, обладает уникальным свойством диффундировать сквозь металлы, что позволяет получать химически чистые твердые образцы этого вещества. Как и твердый гелий, существующий, однако, лишь под давлением, водород имеет беспрецедентно высокую теплопроводность [1,2], что вызывает в районе максимума чрезвычайно большую ее чувствительность к наличию дефектов кристаллической структуры. Так, например, миллионная часть примеси неона обуславливает падение теплопроводности водорода в максимуме более чем на порядок [3]. При этом в образцах, десублимированных из газа, где распределение атомарной квазиизотопической примеси является однородным, наблюдалась примесная аномалия резонансного типа, что нашло объяснение в работах [3,4] (см. также рис. 1, а). При этом было показано, что растворимость неона в водороде составляет величину порядка  $10^{-4}$ , или 100 ppm [5]. Таким образом, можно утверждать, что эксперименты с примесью неона в параводороде при концентрациях порядка  $c = 1 \text{ ppm}$  (ppm — одна миллионная часть) проводились заведомо в условиях отсутствия распада раствора  $(p\text{-H}_2)_{1-c}\text{Ne}_c$ . Важно отметить, что в эксперименте матрицей являлась решетка из твердого параводорода с равновесной концентрацией ортокомпонента 0.21%. При этом в специальных экспериментах было установлено [6], что уменьшение ортоконцентрации в несколько раз (до 0.05%  $o\text{-H}_2$ ) не приводило к заметным изменениям зависимости теплопроводности раствора от температуры. Учитывая также, что концентрация дейтерия в природном составе водорода на четыре порядка меньше концентрации основного изотопа, влиянием этой изотопической примеси при наличии значительно более тяжелой можно пренебречь.

Резонансная аномалия в теплопроводности слабого раствора неона в параводороде объясняется влиянием квазилокальных колебаний [7–9], обусловленных наличием в твердом образце тяжелой примеси, что существенно модифицирует колебательный спектр системы. При этом особую и чрезвычайно важную для совершенных кристаллов роль играют упругие процессы фонон-фононного рассеяния ( $N$ -процессы), активно перераспределяющие квазиимпульс фононов. Проводились также исследования влияния неизотопической примеси аргона на теплопроводность твердого параводорода. Было установлено, что такое влияние оказывается существенно меньшим, чем для случая неона в параводороде, несмотря на большую массу атомов аргона [10]. Это объяснили существенным влиянием аргона на упругие константы матрицы, что приводит к более высокому расположению квазилокальной резонансной частоты в спектре конденсированной системы, чем в случае примеси неона, и соответственно к меньшему ее влиянию на теплопроводность наиболее существенных фононов при низких температурах [4,7].

В данной работе продолжены исследования системы  $(p\text{-H}_2)_{1-c}\text{Ne}_c$  с предельно малыми концентрациями тяжелой примеси неона. При этом изучался вопрос о влиянии способа приготовления твердого образца на кривую теплопроводности для случая медленного выращивания из расплава, когда гипотетически возможно перераспределение примеси в процессе отвердевания.

## 2. Теория

Энергия сублимации неона и его температура плавления являются более высокими, чем у водорода, что ограничивает растворимость неона и вызывает распад примесной системы для его концентраций, превышающих

**Таблица 1.** Расчетные параметры фонов-фононного рассеяния и других процессов для образцов твердого параводорода с примесью неона ( $\varepsilon = (M - m)/m$  — дефект массы узла решетки,  $c$  — концентрация примеси)

Механизм рассеяния	Постоянные процесса	Формулы процесса	Скорость рассеяния	Литературная ссылка
Границы	$L = 3 \text{ mm}, v = 1405 \text{ m/s}$		$\tau_{\text{bound}}^{-1} = v/L$	[1,2,12]
$N$ -процессы	$A_N = (1-4) \cdot 10^5$		$\tau_N^{-1} = A_N T^6 x^2$	[12,14]
$U$ -процессы	$A_U = 2 \cdot 10^{-15}, E = 38.4 \text{ K}$		$\tau_U^{-1} = A_U T^3 x^2 e^{-\frac{E}{T}}$	[12,14]
Цепочки примесей	$\text{const} \sim 10^{-24}$	$\text{const} = Nr^4$	$\tau_{\text{imp}}^{-1} = \text{const} \frac{\omega^3}{v^2}$	[7]
Резонансное примесное рассеяние	$\varepsilon = 9,$ $c_1 = 10^{-6},$ $c_2 = 2 \cdot 10^{-6}$	$\omega_0 = \frac{\omega_D}{\sqrt{3\varepsilon}} = 2.98 \cdot 10^{12}$	$\tau_{\text{imp}}^{-1} = \frac{f\left(\frac{\omega}{\omega_D}\right)^6}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^2 + (2\pi\varepsilon/2)}$ $f = \frac{3}{2} c \pi \varepsilon^2 \omega^4 / \omega_D^3$	[3]

некоторое предельное значение. Выращивание образцов из газовой фазы, минуя жидкую, может несколько оттянуть распад при возрастании концентрации выше предельной; и наоборот, при очень медленном выращивании из расплава даже для предельно малых концентраций можно ожидать хотя бы частичную сегрегацию. Помимо выпадения тяжелых примесей в кластеры, речь здесь также может идти об образовании линейных цепочек примесей, возникающих вследствие восходящей диффузии при достаточно медленной кристаллизации с дислокационными полями (эффект Горского [9]). Рассмотрим гипотетические последствия влияния на теплопроводность почти идеального кристалла таких линейных структур, образованных тяжелыми квазиизотопическими примесями.

Сначала выполним оценки характера температурной зависимости теплопроводности на основе простого газокинетического выражения

$$K = \frac{1}{3} C v^2 \tau, \quad (1)$$

где  $\tau$  — время релаксации наиболее существенных фононов [7],  $C$  — теплоемкость фононов на единицу объема,  $v$  — средняя по Дебаю скорость звука в образце, которую можно найти из формулы  $3/v^3 = 1/v_l^3 + 2/v_t^3$ , где  $v_l$  и  $v_t$  — скорости продольного и поперечного звуков соответственно. Если рассеяние фононов происходит преимущественно на каком-то одном типе дефектов и скорость релаксации имеет характер степенной зависимости  $\tau^{-1} \sim \omega^z$ , где  $\omega$  — циклическая частота, фонона, то после введения параметра  $x = \hbar\omega/kT$ , где  $k$  — постоянная Больцмана, будем иметь  $\tau^{-1} \sim x^z T^z$ .

Как и для случая длинноволнового равновесного теплового излучения, здесь можно считать, что при достаточно низких температурах для теплопроводности наиболее существенны фононы с частотами, пропорциональными температуре. Поэтому параметр  $x$  для такого твердого образца оказывается примерно постоянным [7]. Тогда с учетом для низкотемпературной теплоемкости

закона  $C \sim T^3$  получаем

$$K \sim \omega^{3-z}. \quad (2)$$

Так, например, если главным резистивным механизмом является примесное рэлеевское рассеяние ( $z = 4$ ), будем иметь  $K \sim T^{-1}$  [7]. В такой простейшей модели независимо рассеивающие примеси представляются удлинненными упругими сферами с размерами, значительно меньшими длины волны.

Рассмотрим случай, когда главным резистивным механизмом является дислокационное рассеяние. Для упругих полей дислокаций  $\tau^{-1} \sim \omega$ , откуда следует, что  $K \sim T^2$ . Такая зависимость наблюдается слева от максимума теплопроводности, если образец содержит большое число дислокаций (например, после быстрого выращивания или теплового удара). Для рассеяния на ядрах дислокаций имеем  $\tau^{-1} \sim \omega^3$  [7]. Воспользовавшись (2), легко убедиться, что в случае преобладания такого механизма мы будем иметь не зависящую от температуры теплопроводность. Однако в чистом виде влияние ядер дислокаций на теплопроводность никогда ранее не наблюдалось. Очевидно, это можно объяснить тем, что упругие поля дислокаций являются более дальнедействующими, а размер ядер мал и имеет величину порядка параметра решетки. Следовательно, именно с упругими полями дислокаций и будет связан главный дислокационный вклад в низкотемпературную теплопроводность кристаллов. Однако положение могло бы измениться, если бы ядра дислокаций оказались усиленными, например, цепочками почти неподвижных или осциллирующих примесей. Отметим, что для неподвижных линейных жестких цилиндрических областей радиусом  $r$  выражение Рэля для сечения рассеяния длинных звуковых волн, перпендикулярных оси, имеет вид  $\Gamma(\omega) \sim \frac{r^4 \omega^3}{v^3}$ , поэтому скорость релаксации равна

$$\tau^{-1} = SN \frac{r^4 \omega^3}{v^2}, \quad (3)$$

где  $N$  — число цилиндрических областей на единицу площади,  $S$  — эмпирическая постоянная (в работе  $S = 1$ , см. табл. 1).

Более строгий расчет теплопроводности требует учета вклада в тепловой поток всех фононных мод и особой роли  $N$ -процессов, не являющихся резистивными, но активно перераспределяющих энергию элементарных возбуждений. Поэтому здесь необходим более последовательный анализ кинетического уравнения Больцмана для случая стационарного теплового потока. Воспользуемся приближением времени релаксации. Каллауэй [11] предположил, что  $N$ -процессы за время  $\tau_N$  переводят любое распределение фононов в так называемое смещенное распределение с постоянной скоростью дрейфа  $\mathbf{u}$  в направлении теплового потока

$$N(\mathbf{q}, \omega) = \frac{1}{e^{\hbar(\omega - \mathbf{q}\mathbf{u})/kT} - 1}. \quad (4)$$

Распределение (4) соответствует равновесному, но в системе координат, которая движется с некоторой скоростью  $\mathbf{u}$  вместе с тепловым потоком. Тогда в релаксационном приближении скорость изменения функции распределения  $N$  задается кинетическим уравнением Больцмана в виде

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N - N^0}{\tau_R} - \frac{N - N(\mathbf{u})}{\tau_N}, \quad (5)$$

где  $N_0 = \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}$  — равновесное в системе отсчета образца число фононов (распределение Бозе–Эйнштейна).

Первое слагаемое в правой части (5) описывает резистивные процессы, причем  $\tau_R$  вычисляется по всем столкновениям, приводящим к потере квазимпульса соответствующей фононной моды, согласно правилу  $\tau^{-1}(x) = \sum_i \tau_i^{-1}(x)$ . Вводя комбинированное время релаксации  $\tau_C$  резистивных ( $\tau_R^{-1}$ ) и нормальных ( $\tau_N^{-1}$ ) процессов в соответствии с тем же правилом, т.е.  $\tau_C^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}$ , в рамках модели Дебая имеем следующее выражение для теплопроводности:

$$K = K_1 + K_2, \quad (6)$$

где

$$K_1 = \frac{k}{2\pi^2 v} \left(\frac{k}{\hbar}\right)^3 T^3 \int_0^{\theta/T} \frac{\tau_C x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx,$$

$$K_2 = \frac{k}{2\pi^2 v} \left(\frac{k}{\hbar}\right)^3 T^3 \frac{\left[ \int_0^{\theta/T} (\tau_C/\tau_N) x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx \right]^2}{\int_0^{\theta/T} (\tau_C/\tau_N \tau_R) x^4 e^x (e^x - 1)^{-2} dx}$$

$\theta$  — температура Дебая (для твердого водорода  $\theta = 118.5$  K [12]).

Для случая кристаллов с большим числом дефектов (мелкозернистый поликристалл, много примесей и дислокаций, высокие температуры) имеем условие  $\tau_R \ll \tau_N$ , т.е. нормальные процессы оказываются не столь интенсивными в сравнении с резистивным рассеянием. В этом случае  $\tau_C \approx \tau_R$ , и тогда из (6) следует, что  $K \approx K_1$ .

Если же кристалл достаточно совершенен, будем иметь противоположный случай преобладания  $N$ -процессов:  $\tau_R \gg \tau_N$ , что дает  $\tau_C \approx \tau_N$ . Тогда для теплопроводности следует важный результат:  $K = K_2$ . Однако в общем (и являющимся промежуточным между отмеченными) случае, как это и оказалось для водорода с уединенными примесями [4], необходим строгий учет обоих слагаемых в (6).

В большинстве случаев можно считать, что зависимость скорости фонон-фононного рассеяния от температуры и частоты фононов можно описать с помощью выражения [13]

$$\tau_{N,U}^{-1} = A \left(\frac{T}{\theta}\right)^m \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right)^n, \quad (7)$$

где  $A$  — численная константа, величина  $n$  изменяется от 1 до 4 в зависимости от характера взаимодействия,  $\omega_D = k\theta/\hbar$  — дебаевская частота. При этом для низких температур обычно  $n + m = 5$ . Для случая трехфононных процессов рассеяния с перебросом квазимпульса ( $U$ -процессы) в выражении (7) появляется экспоненциальный множитель  $\exp(-(\theta/\alpha T))$ , где  $\alpha$  — постоянный для данного кристалла коэффициент. Величины  $\alpha$ ,  $m$  и  $n$  зависят от вида изоэнергетической поверхности. Обычно их для реальных кристаллов можно определить только из эксперимента. В данной работе скорости релаксации резистивных и нормальных процессов были выбраны такими [3,14]:

$$\tau_U^{-1} = A_C T^3 x^2 e^{-\frac{E}{T}}, \quad \tau_N^{-1} = A_N T^6 x^2, \quad \tau_B^{-1} = \frac{v}{L}, \quad (8)$$

где  $L$  — средний размер кристаллитов,  $E = \theta/\alpha$  — постоянная активации  $U$ -процессов. При этом  $A_N \approx 991.6 \hbar N_A^{5/3} \frac{\gamma^2}{\mu V_\mu^{2/3} \theta^5}$ , где  $\mu$  — молярная масса,  $\gamma$  — постоянная Грюнайзена,  $V_\mu$  — молярный объем кристалла,  $N_A$  — число Авогадро [3]. Можно отметить, что для скоростей релаксации  $U$ -процессов в параводороде с тепловым потоком, ориентированным соответственно перпендикулярно и параллельно кристаллографической оси ГПУ-решетки, были получены выражения [14]

$$\tau_{UT}^{-1}(\omega) = 2.4 \cdot 10^{-15} \omega^2 T \exp(39.4/T),$$

$$\tau_{U\parallel}^{-1}(\omega) = 1.4 \cdot 10^{-15} \omega^2 T \exp(31.8/T).$$

Значения расчетных постоянных представлены в табл. 1. При этом непосредственная зависимость теплопроводности от вида и величины  $\tau_N^{-1}$  оказывается слабой вследствие описанных выше причин.

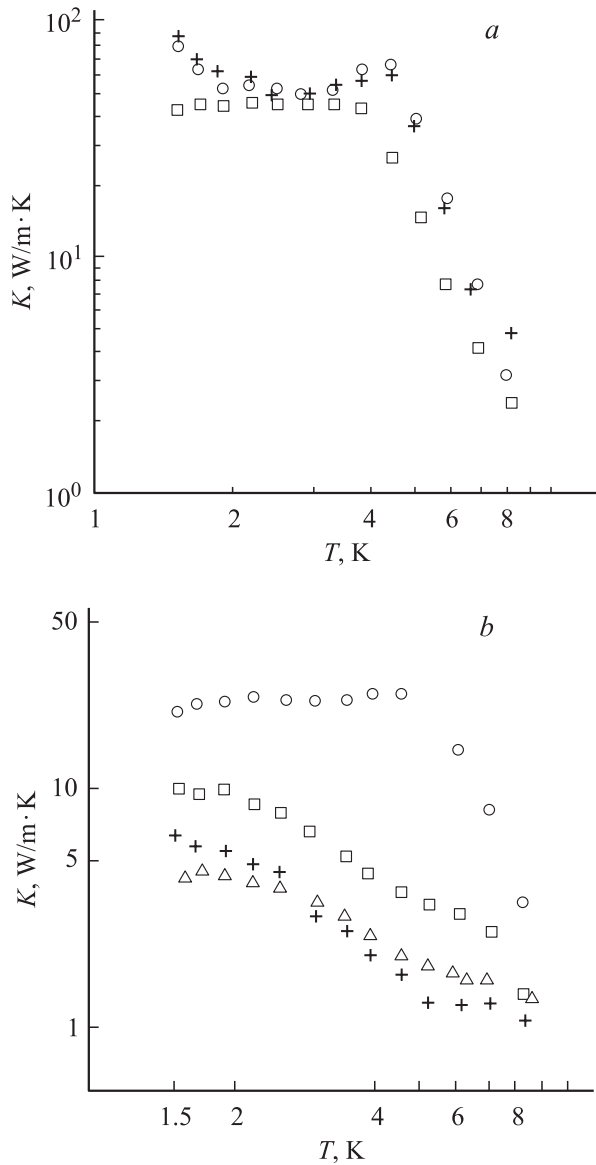
### 3. Эксперимент

Выращивание и измерения теплопроводности образцов твердого водорода с  $(1-2) \cdot 10^{-4}$  % примеси неона были выполнены в ячейке, устройство и методика работы с которой, а также другая экспериментальная аппаратура описаны в работе [3], где проводились исследования

десублимированных из газа образцов параводорода с неона. В настоящей работе ставилась цель изучить поведение теплопроводности данных растворов в зависимости от способа выращивания образца из жидкой фазы при концентрациях неона, меньших его предельной растворимости в водороде. Последовательность работы была следующей. После исследования теплопроводности десублимированного образца он плавился, и затем

**Таблица 2.** Условия выращивания твердых растворов  $(p\text{-H}_2)_{1-c}\text{Ne}_c$  (Г — выращивание десублимацией, Ж — из жидкости)

Номер образца	Концентрация примеси Ne, $c$ , ppm	Способ выращивания образца	Скорость роста, mm/h
1	1	Г	11
2	1	Ж	8
3	1	Ж	16
4	2	Г	3
5	2	Ж	8
6	5	Г	11
7	5	Ж	16
8	120	Г	6
9	120	Ж	11
10	990	Г	6
11	990	Ж	16
12	5000	Г	13
13	5000	Ж	13
14	0	Г	8
15	0	Г	11
16	0	Ж	16



**Рис. 1.** Температурные зависимости теплопроводности образцов  $(p\text{-H}_2)_{1-c}\text{Ne}_c$ , полученных различными способами (совместно с Б.Я. Городиловым и А.И. Кривчиковым, ФТИНГ НАН Украины). *a* — концентрация примеси  $c = 1$  ppm для всех трех образцов: кружки — выращивание десублимацией из газовой фазы, квадраты — из жидкости после переплавки при скорости роста 8 mm/h, крестики — из жидкости при скорости роста 16 mm/h; *b* — все образцы получены из жидкой фазы, но с разными концентрациями неона: кружки —  $c = 2$  ppm, квадраты —  $c = 120$  ppm, треугольники —  $c = 990$  ppm, крестики —  $c = 5000$  ppm.

проводилась кристаллизация из расплава каждый раз с различной скоростью выращивания.

На рис. 1, *a* приведены результаты таких исследований для концентрации неона 1 ppm для двух различных скоростей роста из расплава в сравнении с десублимированным образцом той же концентрации. Видно, что более высокий темп роста не приводит к каким-либо отличиям теплопроводности твердого раствора в сравнении с десублимированным образцом. Однако медленный темп выращивания дает качественно иное поведение кривой теплопроводности в сравнении с кристаллом в котором примеси распределены заведомо однородно. Медленное выращивание из жидкости привело к тому, что вместо резонансной ямы наблюдалось плато в верхней части кривой, т. е. не зависящая от температуры теплопроводность образца.

На рис. 1, *b* показаны кривые теплопроводности выращенных из жидкой фазы растворов неона в параводороде для больших концентраций, чем 1 ppm. Учитывая, что оценки растворимости неона в водороде дают величину порядка 0.01 at.%, переплавленные образцы с концентрациями 0.1 и 0.5 at.%, возможно, были получены после частичного распада десублимированного твердого раствора. Однако для концентрации 2 ppm наблюдалось плато. В табл. 2 приведены некоторые данные по условиям выращивания образцов твердого  $(p\text{-H}_2)_{1-c}\text{Ne}_c$  с различными концентрациями тяжелой примеси (кривые теплопроводности чистых образцов параводорода см. [1,2,6]).

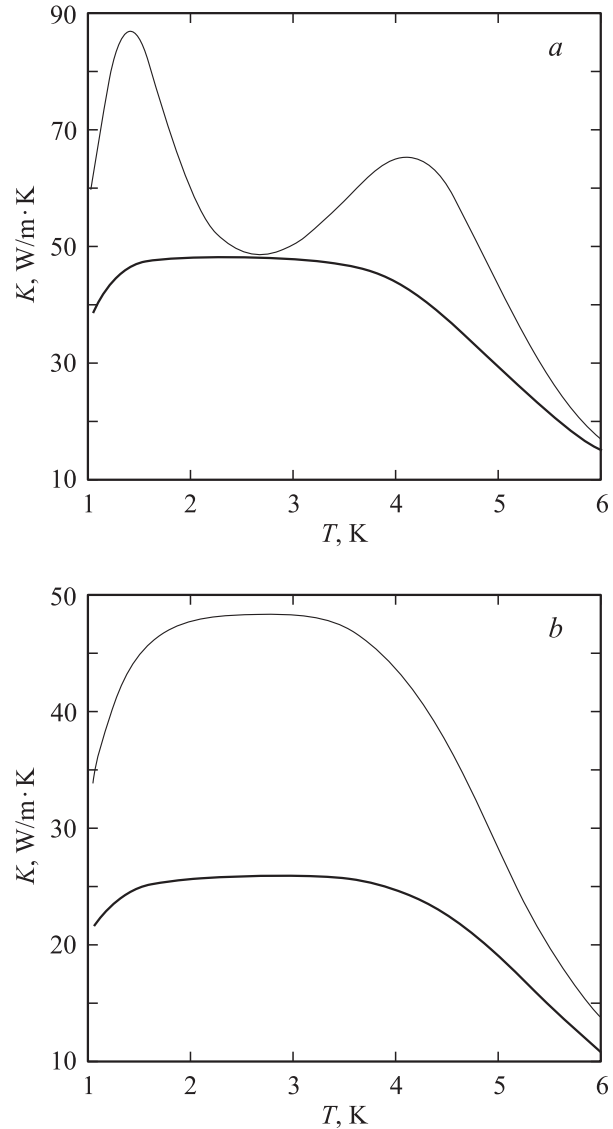
## 4. Обсуждение результатов

Результаты исследований теплопроводности раствора при концентрациях неона 1 и 2 ppm, показанные на рис. 1, хорошо иллюстрируют качественный переход

к платообразному поведению при изменении способа выращивания образца от десублимации из газа к медленному выращиванию из расплава. Видно, что в последнем случае теплопроводности в области максимума перестает зависеть от температуры. Полученный результат можно объяснить изменением характера пространственного распределения тяжелых примесных атомов от равномерного для случая выращивания сублимацией из газа к некоторому другому. По мнению автора, качественно иное поведение теплопроводности медленно выращенных из жидкости образцов твердого водорода с предельно малой концентрацией неона связано с образованием этими примесями линейных упруго рассеивающих структур.

Предположим, что при достаточно медленной кристаллизации происходит перераспределение примесных атомов таким образом, что они оказываются связанными между собой в цепочки. Этому может способствовать диффузия атомов неона в ядра дислокаций. Чтобы новый механизм рассеяния был эффективен, среднее расстояние между примесями в цепочке должно быть сравнимо с длиной волны наиболее существенных фононов при соответствующей температуре. Чтобы провести оценки, рассмотрим левую часть плато на рис. 1, *a*. Предположим, что выход кривой теплопроводности на плато со стороны низких температур обусловлен переходом роли доминирующего механизма от граничного к примесному резистивному рассеянию, имеющему теперь, благодаря образованию линейных структур, характер (3). Тогда при температуре перехода от доминирующего граничного к соответствующему примесному рассеянию фононов можно приближенно принять, что  $\tau_{\text{imp}}^{-1} \sim \tau_{\text{bound}}^{-1}$ . Учитывая характеристики исследуемой системы и выражение (3), получаем оценку  $N \sim 10^{13} \text{ м}^{-2}$  для плотности линейных цепочек. Аналогичную оценку можно выполнить и для правого края плато, однако теперь скорость релаксации  $\tau_{\text{imp}}^{-1}$  следует сравнивать с таковой для процессов переброса:  $\tau_U^{-1} \sim \tau_{\text{imp}}^{-1}$ , причем для  $\tau_U^{-1}$  можно взять параметры, соответствующие чистому параводороду или оптимальные для смесей параводород-неон [12]. И для этого случая получаем тот же порядок величины  $N$ . Учитывая, что радиус  $r$  области ядра дислокации равен нескольким постоянным решетки, можно утверждать, что величина  $N$  соответствует литературным данным [14].

Для оценки среднего расстояния  $a'$  между примесями в цепочке можно определить общую длину линий и разделить на количество примесей кристалла, считая, что большая их часть вследствие диффузии попала в линейные структуры. Тогда имеем простое выражение  $a' = N\mu/(\rho N_A c) = 10^{-9} \text{ м}$ , где  $\mu, \rho$  — молярная масса водорода и его плотность,  $c$  — примесная концентрация неона. Это оказывается меньше длин волн наиболее существенных фононов в температурной области эксперимента. При самых низких температурах длины таких волн возрастают настолько, что наиболее эффективным резистивным механизмом оказывается лишь граничное



**Рис. 2.** Температурные зависимости теплопроводности образцов  $(p\text{-H}_2)_{1-c}\text{Ne}_c$ , рассчитанные релаксационным методом. *a* — концентрация примеси  $c = 1 \text{ ppm}$ , причем верхняя кривая — для резонансного примесного вклада; нижняя кривая — в предположении образования примесями линейных структур; *b* — верхняя кривая — линейные примесные структуры с  $c = 1 \text{ ppm}$ ; нижняя кривая — линейные примесные структуры с  $c = 2 \text{ ppm}$ .

рассеяние. В свою очередь, при  $T \approx 4\text{--}5 \text{ К}$  длины волн существенных фононов становятся меньшими  $a'$ , поэтому примеси могли бы рассеивать лишь по резонансному механизму [3,15]. Однако, поскольку примеси собраны в цепочки, резонансной ямы не будет. Именно это мы и наблюдаем на рис. 1, *a* для концентрации 1 ppm: переход как в левой, так и в правой части плато происходит со спадом теплопроводности без предварительного ее роста. При этом интересно отметить, что для вдвое большей концентрации неона (рис. 1, *b*) имеется тенденция некоторого роста теплопроводности в правой

части плато. Возможно, это связано с той незначительной частью примесей, которые не вошли в цепочки в процессе медленного выращивания и остались случайно распределенными атомами замещения в матрице твердого параводорода.

На рис. 2 показаны результаты расчетов температурных зависимостей теплопроводности растворов неона в параводороде на основе релаксационной модели (6) с учетом примесного механизма (3) в сравнении с резонансным примесным механизмом с единственной частотой  $\omega_0$  (табл. 1). Как видно из построений, для концентраций 1 и 2 ppm при использовании обычных для водорода параметров здесь действительно удается получить платообразное поведение кривых теплопроводности, согласующееся с экспериментальными данными. При этом положение плато и особенно его форма зависят не только от констант примесного слагаемого (3), но и от постоянной  $N$ -процессов  $A_N$ . Так, например, для теплопроводности параводорода при  $c = 1$  ppm неона, показанной на рис. 2, *b*, постоянная  $A_N$  имеет несколько другое значение, чем для той же концентрации на рис. 2, *a*, что приводит к менее ровной поверхности плато. Постоянные механизмов рассеяния приведены также в табл. 1.

В дополнение к изложенному выше можно дать следующую физическую интерпретацию механизма образования плато. В отличие от десублимированных образцов с однородно распределенными в пространстве атомарными примесями и единственной резонансной частотой  $\omega_0$ , цепочки примесей в медленно выращенных из расплава образцах образуют дискретный спектр собственных частот. Поэтому в процессе прохождения теплового потока эти примесные струны по очереди „откликаются“ на фононы, наиболее существенные для данной температуры ( $\hbar\omega \approx kT$ ). В низкотемпературной области этот режим ограничен кубической температурной зависимостью теплопроводности, поскольку границы более эффективно будут рассеивать длинные волны, а правый высокотемпературный край будет „обрезан“  $U$ -процессами.

## 5. Заключение

Проведенные в работе исследования свидетельствуют о том, что обнаруженное в слабых твердых растворах  $(p\text{-H}_2)_{1-c}\text{Ne}_c$  поведение теплопроводности с необычным симметричным плато можно описать и объяснить образованием подсистемы примесных линейных структур в условиях медленного выращивания образца. Такой переход от пространственно однородного распределения атомарных примесей к одномерной сегрегации приводит к новому коллективному механизму фононного рассеяния. Этому также способствуют  $N$ -процессы, перераспределяющие квазипульсы фононов таким образом, что эффект платообразования становится более явно выраженным.

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность сотрудникам ФТИНТ НАН Украины Б.Я. Городилову и А.И. Кривчику за повседневную помощь в проведении экспериментов и обсуждения.

## Список литературы

- [1] Н.Н. Жолонко, Б.Я. Городилов, А.И. Кривчиков. Письма в ЖЭТФ **55**, 174 (1992).
- [2] Н.Н. Жолонко. ФТТ **48**, 1587 (2006).
- [3] Т.Н. Анцыгина, Б.Я. Городилов, Н.Н. Жолонко, А.И. Кривчиков, В.Г. Манжель, В.А. Слюсарев. ФНТ **18**, 417 (1992).
- [4] Т.Н. Анцыгина, В.А. Слюсарев. ФНТ **19**, 494 (1993).
- [5] Б.Я. Городилов, А.И. Кривчиков, В.Г. Манжель, Н.Н. Жолонко, О.А. Королюк. ФНТ **21**, 723 (1995).
- [6] Б.Я. Городилов, О.А. Королюк, Н.Н. Жолонко, А.М. Толкачев, А. Ежовски, Е.Ю. Беляев. ФНТ **17**, 266 (1991).
- [7] Р. Берман. Теплопроводность твердых тел. Мир, М. (1979).
- [8] Physics of Cryocrystals / Eds V.G. Manzhelii, Yu.A. Freiman, M.L. Klein, A.A. Maradudin. AIP Press, N.Y. (1996).
- [9] А.М. Косевич. Физическая механика реальных кристаллов. Наук. думка, Киев (1981).
- [10] Б.Я. Городилов, А.И. Кривчиков, В.Г. Манжель, Н.Н. Жолонко. ФНТ **20**, 78 (1994).
- [11] J. Callaway. Phys. Rev. **113**, 1046 (1959).
- [12] Б.Я. Городилов, А.И. Кривчиков, В.Г. Манжель, Н.Н. Жолонко, О.А. Королюк. ФНТ **21**, 723 (1995).
- [13] Б.М. Могилевский, А.Г. Чудновский. Теплопроводность полупроводников. Наука, М. (1972).
- [14] Б.Я. Городилов. Автореф. докт. дис. ФТИНТ НАН України, Харків (2005).
- [15] А.А. Марадудин. Дефекты и колебательный спектр кристаллов. Мир, М. (1968).