

Пуазейлевское течение фононов в твердом водороде

© Н.Н. Жолонко

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

E-mail: zholonko@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 3 октября 2005 г.)

Исследована теплопроводность твердого параводорода плоским стационарным методом в интервале температур 1.5–6 К с целью реализации режима пуазейлевского течения в твердом водороде. Обнаружен очень быстрый спад теплопроводности для температур левее низкотемпературного максимума (T^n где $3 < n < 8$), что прямо указывает на возможность наблюдения этого явления. Данные сравниваются с твердым гелием, где пуазейлевское течение впервые наблюдалось для диэлектрических твердых тел. Оценки длины свободного пробега фононов вблизи 3 К показывают, что эта длина превышает радиус цилиндрического образца 3 mm. Величина теплопроводности в области максимума оказалась в два раза больше имеющихся литературных данных.

Данные исследования были выполнены при поддержке Физико-технического института низких температур Национальной академии наук Украины (г. Харьков).

PACS: 67.80.Gb, 65.40.-b

Для большинства материалов при анализе теплопереноса обычно учитывают лишь неупругое фонон-фононное рассеяние (U -процессы) и другие резистивные процессы, поскольку еще Пайерлс [1] пришел к выводу, что одни упругие N -процессы не могут в твердом теле термализовать неравномерное вначале распределение фононов. Однако детальный анализ с применением кинетического уравнения Больцмана показывает [2,3], что при определенных условиях наличие нормальных процессов может кардинальным образом изменить ситуацию в конденсированной среде и величину ее теплопроводности.

При достаточно высоких температурах фононный теплоперенос напоминает течение густой жидкости в трубе, причем N -процессы играют в нем роль упругих столкновений между молекулами, а U -процессы — неупругих. Последнее, как известно, приводит к вязкому торможению. При этом средняя длина свободного пробега L_U фонона до столкновения в U -процессе мала в сравнении с размером кристалла. В противоположном граничном случае сверхнизких температур имеем баллистический (кнудсеновский) режим, когда L_U и L_N превышают размер кристаллита. Поэтому главный резистивный процесс для почти идеального кристалла оказывается связанным с граничным рассеянием.

Однако для очень низких температур величина L_U может значительно превышать длину L_N , поскольку в процессах переброса в другую зону (U -процессы) могут принимать участие только фононы с достаточно большой энергией, в то время как N -процессами являются ангармонические взаимодействия фононов с любой энергией. При этом вероятность U -процессов с уменьшением температуры уменьшается согласно закону $\exp(-\theta/T)$, в то время как для N -процессов эта зависимость имеет характер T^5 , т.е. является значительно более слабой. Поэтому для почти идеального

кристалла, причем, по всей вероятности, ниже максимума фононной теплопроводности, может существовать такой интервал температур, где длина L_N оказывается значительно меньше размеров кристаллита, в то время как L_U превышает этот размер. В таком режиме и реализуется пуазейлевское течение фононов, когда они начинают значительно более эффективно осуществлять теплоперенос, чем при баллистическом режиме. По образному выражению они, сталкиваясь друг с другом без потери квазиимпульса, как бы „перестают видеть стенку“ [4]. Это означает более сильную зависимость теплопроводности, чем кубическая зависимость кнудсеновского течения, т.е. $K \sim T^n$, где $n > 3$ (теория дает $n = 8$ при условии отсутствия примесей и других дефектов кроме границ кристалла). При снижении температуры теплопроводность описывается зависимостью с $n = 3$, поскольку N -процессы вымерзают и режим становится баллистическим.

Пуазейлевское течение чрезвычайно сложно реализовать в условиях низкотемпературного эксперимента. Поэтому в диэлектриках это редкое явление пока наблюдалось только в твердом и жидком ^4He , где удается реализовать чрезвычайно чистый изотопический состав, отсутствие примесей и бездефектную кристаллическую структуру [4,5], что отображает вставка на рис. 1. При этом, как известно, кристаллы He вследствие значительных нулевых колебаний могут существовать только под давлением, т.е. это не свободные кристаллические системы. Твердый водород, который также относят к квантовым кристаллам, способен затвердевать вблизи 13.8 К без дополнительного давления. Таким образом, в отличие от гелия водород способен образовывать свободно стоящие образцы. При этом его уникальное свойство проникать в газообразном состоянии сквозь металлы создает возможность практически полного очищения от примесей (не хуже 10^{-8}), например, с помощью палла-

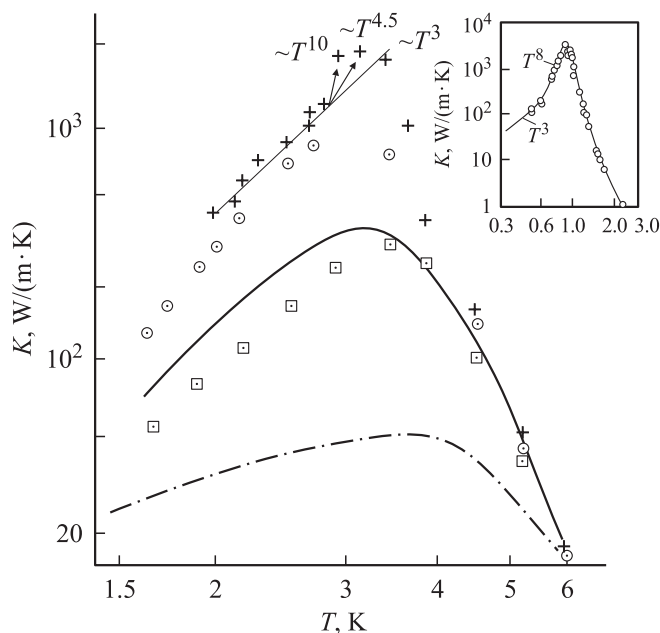


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности твердого водорода в сравнении с аналогичной зависимостью для твердого гелия (вставка из работы Л.П. Межова-Деглина [5], где впервые для твердого тела наблюдался пуазейлевский режим фононов): штрихпунктирная линия — данные Бона и Мейта [8], сплошная линия — данные работы [9], кружки — данные [6], образцы выращивались из газовой фазы сублимацией после очистки водорода палладиевым фильтром, ортоконцентрация — равновесная (0.2%); крестики — представленные в настоящей работе результаты для образца, выращенного из жидкости (совместно с Б.Я. Городиловым и А.И. Кривчиковым); квадраты — данные для того же образца после теплового удара (быстрое охлаждение).

диевой или никелевой трубки. Равновесную концентрацию молекул ортоводорода (0.2%) можно значительно снизить с помощью орто-параконверсии, а природное содержание изотопов дейтерия является относительно невысоким (0.015%). Поэтому можно надеяться, что именно для этого диэлектрика как свободного кристалла удастся реализовать режим низкотемпературной теплопроводности с пуазейлевским течением фононов. В работе [6] на кристаллах твердого параводорода, выращенных из газовой фазы сублимацией, проводилась такая попытка, однако получить $n > 3$ не удалось.

На рис. 1 в двойном логарифмическом масштабе показаны результаты исследований температурной зависимости теплопроводности твердого водорода, очищенного палладиевым фильтром. В отличие от сублимированных образцов [6,7] данный образец был выращен из жидкости. При этом дополнительная орто-параконверсия, как и в [6,7], не проводилась. Из полученных результатов эксперимента видно, что качество образца оказалось значительно лучшим, о чем свидетельствует высокая теплопроводность в максимуме (2000 вместо 1000 W/(m·K) из [6]). Интересно отметить, что такие

величины характерны для очень чистых металлов и не присущи обычным диэлектрикам [4] (измерение электрического сопротивления образца в эксперименте не было предусмотрено). Как следует из рис. 1, низкотемпературная зависимость $K \sim T^3$ при наиболее низких температурах выявляет себя на кривой „крестики“ очень четко. Видно также, что левее максимума есть точки, которые дают $n > 3$.

На рис. 2 показаны результаты расчетов средней длины свободного пробега фононов L из данных теплопроводности для всех предыдущих водородных твердотельных исследований и представленных в данной работе. Расчеты выполнены на основе простого газокинетического выражения

$$L = \frac{3K}{C \cdot v}, \quad (1)$$

где C — удельная теплоемкость, v — скорость звука. Для наилучшего из образцов можно отметить, что при снижении температуры после достижения величиной L максимума заметной является тенденция к дальнейшему уменьшению длины свободного пробега. Вместе с результатом $n > 3$ для данных теплопроводности это указывает на возможную реализацию в данном образце режима пуазейлевского течения. При этом видно, что максимальная величина L превышает радиус этого образца (3 mm).

К сожалению, разброс точек в верхней части полученной кривой теплопроводности чистого твердого пара-

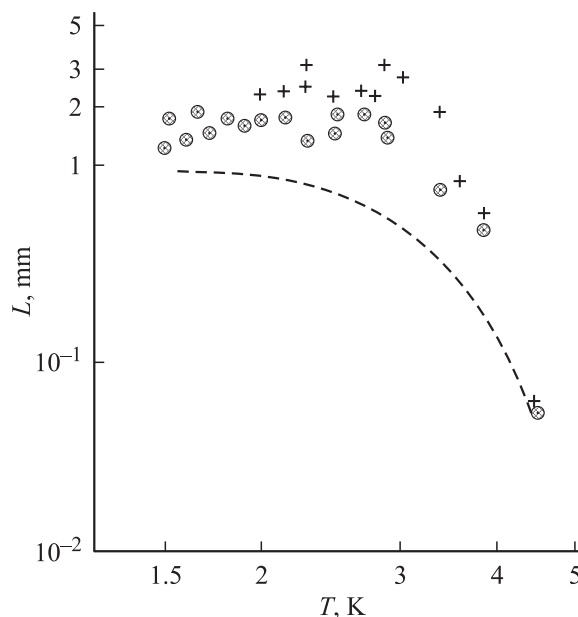


Рис. 2. Температурная зависимость длины свободного пробега для твердого водорода. Штриховая линия — результат перерасчета с использованием данных работы [9]. Другие обозначения соответствуют обозначениям рис. 1. Расчеты были проведены на основе простого газокинетического выражения (1) для теплопроводности с использованием данных теплоемкости твердого водорода из работы [10].

водорода и недостаточное их количество не позволяют сделать вывод о реализации пуазейлевского течения в этой кристаллической системе с полной уверенностью. Значительные случайные ошибки можно объяснить тем обстоятельством, что неожиданно высокая теплопроводность образца препятствовала созданию достаточной разности температур ΔT . Недостаточное количество точек вблизи максимума объясняется тем, что исследования кривой чистого водорода проводились параллельно изучению влияния тяжелых примесей, что составляло главную задачу и требовало выращивания большого числа образцов с различными концентрациями примесных атомов и соответствующих трудоемких исследований кривых теплопроводности. Вернуться же к более основательным исследованиям чистого водорода с более мощным теплоотводом, т.е. после существенной модернизации прецизионной аппаратуры, в силу ряда причин не удалось.

Таким образом, совокупность представленных результатов свидетельствует о том, что в лучшем из исследованных равновесных образцов твердого водорода с большой вероятностью наблюдался режим пуазейлевского течения фононов. Однако для того чтобы этот вывод можно было установить с большей надежностью, необходимы дополнительные исследования.

Список литературы

- [1] Р. Пайерлс. Квантовая теория твердых тел. ИЛ, М. (1956).
- [2] Р.Н. Гуржи. ЖЭТФ **46**, 719 (1964).
- [3] R. Guyer, J.A. Krumhansl. Phys. Rev. **148**, 778 (1966).
- [4] D.G. Cahill, R.O. Pohl. Ann. Rev. Phys. Chem. **39**, 93 (1988).
- [5] Л.П. Межов-Деглин. ЖЭТФ **49**, 66 (1965).
- [6] Н.Н. Жолонко, Б.Я. Городилов, А.И. Кривчиков. Письма в ЖЭТФ **55**, 174 (1992).
- [7] Н.Н. Жолонко. Автореф. канд. дис. ФТИНТ НАН Украины, Харьков (1992).
- [8] R.G. Bohn, C.F. Mate. Phys. Rev. B **2**, 2121 (1970).
- [9] Б.Я. Городилов, О.А. Королюк, Н.Н. Жолонко, А.М. Толкачев, А. Ежовский, Е.Ю. Беляев. ФНТ **17**, 266 (1991).
- [10] М.И. Багацкий, И.Я. Минчина. ФНТ **10**, 1039 (1984).
- [11] О.А. Королюк, Б.Я. Городилов, А.И. Кривчиков, В.Г. Манжелей. ФНТ **25**, 944 (1999).
- [12] О.И. Пурский, Н.Н. Жолонко. ФНТ **46**, 11, 1949 (2004).