

Спионная теплопроводность в $-(\text{CuO}_2)-$ спиновых цепочках LiCuVO_4

© Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек*, Я. Муха*, А. Ежовский*, А.В. Прокофьев**, В. Ассмус**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия* Институт низких температур и структурных исследований Польской академии наук,
50-950 Вроцлав, Польша** Физический институт Университета им. И.-В. Гёте Франкфурта-на-Майне,
Франкфурт-на-Майне, Германия

E-mail: igor.smirnov@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 16 июня 2003 г.)

В интервале температур 10–300 К измерена теплопроводность квазиодномерного $S = 1/2$ гейзенберговского антиферромагнетика LiCuVO_4 с однородными (uniform) спиновыми цепочками $-(\text{CuO}_6)-$, направленными вдоль кристаллографического направления b (χ_{tot}^b), в кристалле с орторомбически искаженной обратной структурой шинели. Выделена „спионная“ составляющая теплопроводности (χ_m^{chain}).

Работа выполнена в рамках двусторонних соглашений между Российской академией наук, Польской академией наук и Немецким научным обществом при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-17657).

Начиная с 2000 г. экспериментаторы и теоретики ведущих лабораторий Швейцарии, Германии, США, Франции, Японии, России стали проявлять интерес к исследованию теплопроводности χ низкоразмерных магнитных материалов и особенно одномерных (1D) спиновых систем — 1D $S = 1/2$ гейзенберговских антиферромагнетиков [1–9]. Такой интерес связан с тем, что элементарными возбуждениями в этих объектах выступали не магноны, а квантовые солитоны с $S = 1/2$, которые в литературе принято называть спинонами [4–10].

Перенос тепла спинонами и их вклад в теплопроводность χ_m наблюдался в 1D-материалах со спиновыми лестницами (χ_m^{ladd} , системы $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$) [1,2,5–7] и спиновыми цепочками (χ_m^{chain} , Sr_2CuO_3 и SrCuO_2) [3,4].

Наиболее ярко этот эффект проявился при исследовании материалов со спиновыми лестницами при направлении теплового потока в кристалле вдоль лестниц. При $T > 50$ К в них наблюдался резкий рост теплопроводности с образованием в районе 100–150 К второго максимума, который по величине значительно превышал низкотемпературный фонный максимум теплопроводности, характерный для кристаллических твердых тел.

Рассмотренные выше материалы относятся к соединениям с орторомбической симметрией. Спиновые цепочки и спиновые лестницы в них „конструируются“ на основе ионов Cu^{2+} и O^{2-} (связи $-\text{Cu}-\text{O}-\text{Cu}-$) и характеризуются значениями констант обменного взаимодействия J между соседними ионами Cu^{2+} в цепочках (J^{chain}) и лестницах ($J_{\text{leg}}^{\text{ladd}}$ (coupling along ladders), $J_{\text{rung}}^{\text{ladd}}$ (rung coupling)).

В Sr_2CuO_3 однородные цепочки образуются из квадратных CuO_4 -элементов, соединенных углами и направленных вдоль кристаллографического направления b , и имеют значения $J^{\text{chain}} \sim 2150\text{--}3000$ К [11–14].

В SrCuO_2 цепочки устроены так же, как и в Sr_2CuO_3 . Хотя в SrCuO_2 они соединены попарно общими сторонами квадратов, магнитное взаимодействие между

спинами соседних цепочек невелико. Цепочки направлены вдоль кристаллографического направления c , а величина J^{chain} , как и в случае Sr_2CuO_3 , составляет $\sim 2150\text{--}3000$ К [11–14].

Более сложная картина наблюдается в системах $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$. В них одновременно сосуществуют спиновые лестницы (two-leg ladders) Cu_2O_3 с $J_{\text{leg}}^{\text{ladd}} \sim 1500$ К, $J_{\text{rung}}^{\text{ladd}} \sim 835$ К [15] и димеризованные спиновые цепочки CuO_2 с J_1^{chain} (intradimer) $\sim 116\text{--}130$ К и J_2^{chain} (interdimer) $\sim 9\text{--}13$ К [15–17],¹ располагающиеся в кристалле вдоль одного кристаллографического направления c . Это затрудняет анализ полученных экспериментальных данных для χ . Однако авторы [2,7] утверждают, что для соединений, входящих в эту систему, $\chi_m^{\text{ladd}} \gg \chi_m^{\text{chain}}$. Такой вывод они делают на основе анализа имеющихся экспериментальных данных для одного из представителей системы $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ — $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$, исходя из следующих фактов.

1) Для этого материала магнитное взаимодействие в спиновых цепочках намного слабее магнитного взаимодействия в спиновых лестницах ($J^{\text{ladd}} \gg J^{\text{chain}}$) [15–17].

2) Из данных по рассеянию нейтронов [17] следует, что в спектрах магнитных возбуждений в цепочках CuO_2 в кристаллографическом направлении c наблюдается очень слабая дисперсия их ветвей, и поэтому величина χ_m^{chain} для спиновых цепочек будет незначительной.

Однако прямых измерений, на основании которых можно было бы получить информацию о величине χ_m^{chain} для соединений с небольшими величинами J^{chain} , не проводилось.

Цель настоящей работы состоит в измерении χ_m^{chain} квазиодномерного соединения, относящегося к 1D $S = 1/2$ гейзенберговским антиферромагнетикам, имеющего спиновые цепочки со значениями J^{chain} , близкими к значениям J^{chain} спиновых цепочек в $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$.

¹ Эти данные [15–17] относятся к соединению $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$.

Интересно также измерить κ_m^{chain} для соединения из другого класса материалов и сравнить полученные данные с найденными ранее для $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$, Sr_2CuO_3 и SrCuO_2 . В этом заключается еще одна цель нашей работы.

В качестве такого объекта нами было выбрано соединение LiCuVO_4 , которое, как показано далее, полностью отвечает перечисленным выше требованиям. LiCuVO_4 кристаллизуется в орторомбически искаженной обратной структуре шпинели, в которой немагнитные ионы V^{5+} занимают тетраэдрические пустоты, а немагнитные Li^+ и магнитные ионы Cu^{2+} ($S = 1/2$) располагаются упорядоченным образом в октаэдрических пустотах анионной подрешетки [18,19]. CuO_6 -октаэдры образуют „магнитные“ цепочки (см. вставку на рис. 1), а LiO_6 -октаэдры — „немагнитные“ цепочки, которые располагаются в LiCuVO_4 соответственно вдоль кристаллографических направлений b и a .

У спиновых цепочек в LiCuVO_4 величина $J^{\text{chain}} \sim 22$ К [20], а константа обменного взаимодействия между ионами Cu^{2+} , находящимися в соседних цепочках, $J^{\text{interchain}} \sim 1$ К [20].

Основные физические свойства LiCuVO_4 (кристаллическая структура, магнитная восприимчивость, теплоемкость, ЭПР, ЯМР, оптические инфракрасные спектры) достаточно хорошо исследованы.² Теплопроводность LiCuVO_4 измерялась лишь для случая, когда тепловой поток был направлен вдоль „немагнитных“ LiO_6 -цепочек (вдоль кристаллографического направления a) — κ_{tot}^a [21].

1. Подготовка образцов, методика эксперимента

Монокристаллы LiCuVO_4 для измерения теплопроводности выращивались по методике [22] путем медленного охлаждения раствора LiCuVO_4 в расплаве LiVO_3 в температурном интервале $650\text{--}580^\circ\text{C}$. Такие монокристаллы по терминологии [21] относятся к „высокотемпературным“ кристаллам (в отличие от „низкотемпературных“ кристаллов LiCuVO_4 , выращенных при медленном охлаждении раствора LiCuVO_4 в расплаве $53 \text{ wt.}\% \text{LiVO}_3\text{--}47 \text{ wt.}\% \text{LiCl}$ в температурном интервале $580\text{--}520^\circ\text{C}$).

Согласно данным химического анализа, „высокотемпературные“ монокристаллы имеют статистически усредненный состав $\text{Li}_{0.92}\text{Cu}_{1.03}\text{VO}_{4-x}$, а „низкотемпературные“ — состав $\text{Li}_{0.97}\text{Cu}_{1.00}\text{VO}_{4-x}$. Как отмечалось в [21], получить строго стехиометрический состав LiCuVO_4 как в виде монокристаллов, так и в виде порошка не удается.

В настоящей работе для измерения теплопроводности использовался „высокотемпературный“ монокристалл, имеющий размер $3.5 \times 2 \times 0.6$ мм. Тепловой поток направлялся вдоль длинной стороны образца, которая соответствовала кристаллографическому направлению b .

² В [21] приводятся ссылки на основные работы, в которых проводились исследования указанных выше свойств.

Измерение теплопроводности κ_{tot}^b проводилось в интервале температур $10\text{--}300$ К на установке, аналогичной использованной в [23].

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Результаты измерения общей теплопроводности $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ LiCuVO_4 представлены на рис. 1. Так же для сравнения (а в дальнейшем для анализа полученных

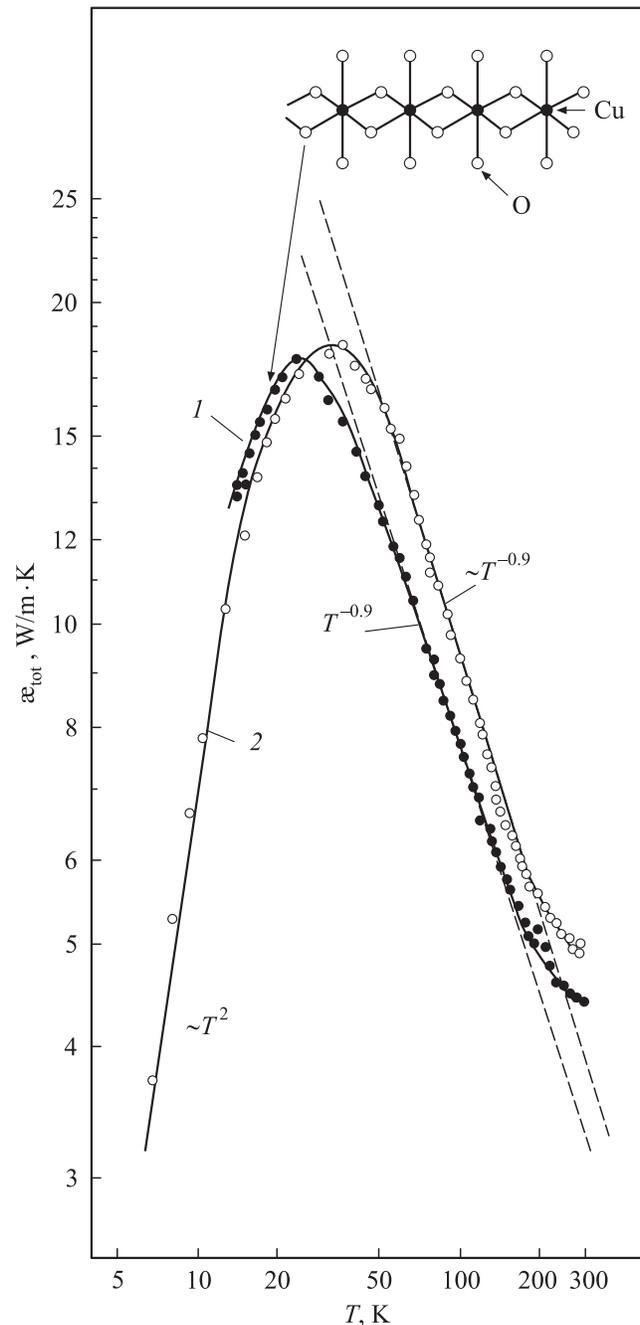


Рис. 1. Температурные зависимости κ_{tot}^b (1) и κ_{tot}^a [21] (2) монокристаллов LiCuVO_4 . На вставке — структура „медной“ спиновой цепочки LiCuVO_4 .

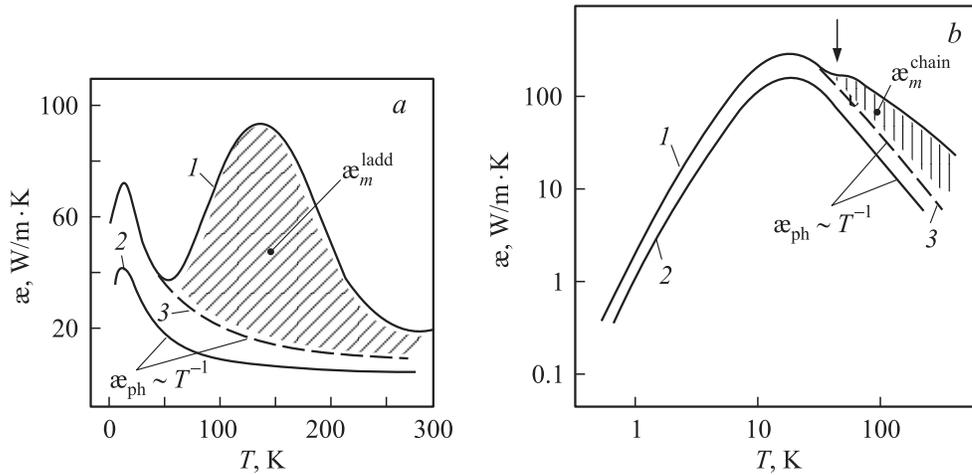


Рис. 2. Схематическое изображение способов выделения κ_m^{ladd} (a) и κ_m^{chain} (b) из экспериментальных значений κ_{tot} (1) [1,2,5,6]; теплопроводность, измеренная в тех кристаллографических направлениях, где не располагаются спиновые лестницы и цепочки ($\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$) (2), и экстраполированные по закону $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$ значения теплопроводности (3).

результатов) приведены значения $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ для монокристалла LiCuVO_4 , выращенного по „низкотемпературной“ методике, из нашей работы [21].

В $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ (так же как и в $\kappa_{\text{tot}}^a(T)$ [21]) отсутствует вклад от электронной составляющей теплопроводности κ_e , поскольку измеренная нами электропроводность LiCuVO_4 вдоль кристаллографических направлений *a* и *b* составляет $\sim 10^{-5} - 10^{-7} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, так что величина κ_e оказывается пренебрежимо малой.

Как видно из рис. 1, при $T > 150 - 200$ К наблюдается небольшой рост $\kappa_{\text{tot}}^a(T)$ и $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$, который, согласно [21], возникает из-за суперионного состояния LiCuVO_4 и в настоящей работе нас не интересует.

Согласно [21], в LiCuVO_4 в интервале температур 5–200 К $\kappa_{\text{tot}}^a = \kappa_{\text{ph}}^a$ (где κ_{ph}^a — теплопроводность кристаллической решетки).

Для $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ при 10–150 К в отличие от $\kappa_{\text{tot}}^a(T)$ можно ожидать выполнения зависимости вида

$$\kappa_{\text{tot}}^b(T) = \kappa_{\text{ph}}^b(T) + \kappa_m^{\text{chain}}(T). \quad (1)$$

Однако исходя из формы кривой $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$, приведенной на рис. 1, трудно представить, какой вклад и в какой температурной области может вносить в $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ „спиновая“ составляющая теплопроводности $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$. Такой проблемы не возникало при выделении $\kappa_m^{\text{ladd}}(T)$ и $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ из $\kappa_{\text{tot}}(T)$ при измерении теплопроводности вдоль спиновых лестниц [1,2,5,6] и спиновых цепочек [3,4] в системах $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ и соединениях Sr_2CuO_3 и SrCuO_2 . В качестве „реперов“ в этих материалах использовались данные для теплопроводности, измеренной в тех кристаллографических направлениях, где не располагались спиновые лестницы и спиновые цепочки. В этих направлениях теплопроводность кристаллической решетки изменялась по закону $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$, как этого и требовала теория для фоновой составляющей теплопроводности при $T \geq \Theta/3$ (Θ — температура Дебая).

Определить κ_m^{ladd} в соединениях со спиновыми лестницами можно было путем вычитания из величины κ_{tot} , соответствующей второму максимуму, значений $\kappa_{\text{ph}}(T)$, полученных при экстраполяции теплопроводности от границы первого максимума в область высоких температур по закону $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$ (см. схему на рис. 2, a).

При исследовании теплопроводности соединений со спиновыми цепочками на зависимостях $\kappa_{\text{tot}}(T)$ вторых максимумов не было обнаружено, но наблюдалось характерное „плечо“, отмеченное стрелкой на рис. 2, b. Величина $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ в этом случае снова определялась как разность между $\kappa_{\text{tot}}(T)$ и значениями $\kappa_{\text{ph}}(T)$, полученными путем экстраполяции от точки появления „плеча“ в сторону высоких температур по закону $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$ (рис. 2, b). Ничего подобного в нашем случае при измерении $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ LiCuVO_4 не наблюдалось (кривая 1 на рис. 1).

Возникло предположение, что $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ из-за малых значений J^{chain} с LiCuVO_4 может вносить вклад в $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ при более низких температурах по сравнению с Sr_2CuO_3 и SrCuO_2 , у которых $J^{\text{chain}} \sim 2150 - 3000$ К, а $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ имеет максимум при 80 и 50 К соответственно [3,4]. Если это предположение окажется правильным, то максимум $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ для LiCuVO_4 может находиться в районе максимума, соответствующего фоновой теплопроводности.

Для проверки этого предположения мы провели сравнение (по шкале температур) $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ с магнитной составляющей теплоемкости $C_m(T)$ LiCuVO_4 [24] (рис. 3).

Для систем со спиновыми лестницами и спиновыми цепочками максимумы $\kappa_m^{\text{ladd}}(T)$ и $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ примерно совпадают по температуре с максимумами $C_m(T)$ соответствующих соединений.

Согласно [24], максимум $C_m(T)$ в LiCuVO_4 находится в районе ~ 30 К (рис. 3), поэтому с учетом изложенного выше в районе этой температуры должен располагаться и максимум κ_m^{chain} для этого соединения.

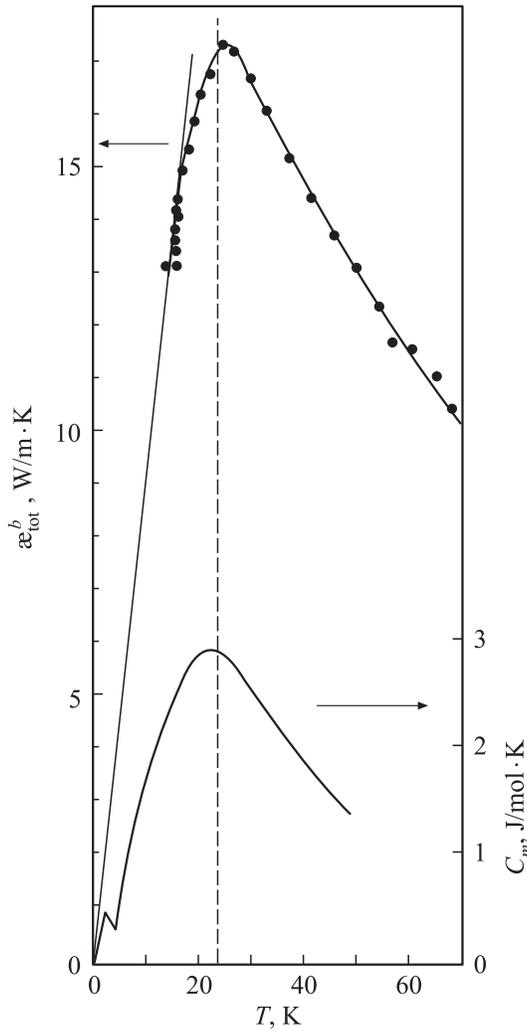


Рис. 3. Температурные зависимости κ_{tot}^b и магнитной теплоемкости C_m [24] LiCuVO_4 .

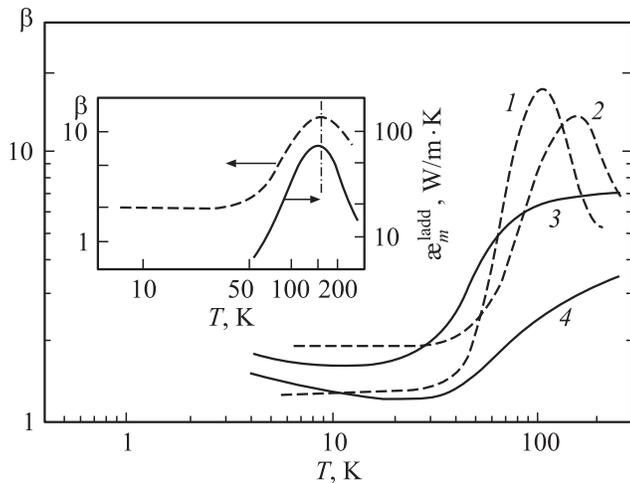


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента анизотропии теплопроводности β [4] для $\text{Sr}_{12}\text{Ca}_2\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (1), $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (2), SrCuO_2 (3) и Sr_2CuO_3 (4). Пояснение для параметра β см. в тексте (сноска 3). На вставке — температурные зависимости параметра β [4] и κ_m^{add} [5] для $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$.

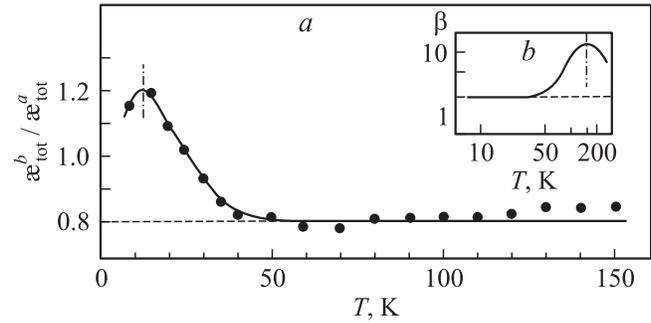


Рис. 5. Температурные зависимости β для LiCuVO_4 (a) и $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [4] (b).

Это подтверждает выдвинутое нами предположение, но существенно осложняет процесс выделения $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ из полученных в эксперименте значений $\kappa_{tot}^b(T)$, поскольку температуре ~ 30 К соответствует максимум $\kappa_{tot}^b(T)$ (рис. 3), где кроме κ_m^{chain} и κ_{ph} большое влияние на измеряемую теплопроводность могут оказать примеси и дефекты [25], что приводит к дополнительной ошибке при определении $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$.

Попытаемся (хотя и не слишком точно) оценить величину $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ в LiCuVO_4 .

Как уже отмечалось, для выделения $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ в LiCuVO_4 мы не можем воспользоваться стандартной методикой, которая применялась для этих целей ранее в системах $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ и соединениях Sr_2CuO_3 и SrCuO_2 .

Мы попытались использовать иную методику выделения $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$, основанную на особенностях поведения температурной зависимости коэффициента анизотропии $\beta = \kappa_{\text{ph}}^b(T)/\kappa_{\text{ph}}^a(T)$.

В [4] было показано, что для систем со спиновыми лестницами $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ и соединений со спиновыми цепочками (Sr_2CuO_3 и SrCuO_2) параметр β ведет себя нестандартным образом. Он слабо зависит от температуры (или остается постоянным) в области температуры, где не наблюдается вклада (или этот вклад незначителен) в измеряемую теплопроводность от κ_m^{chain} или κ_m^{add} , и возрастает (и даже проходит через максимум), когда вклад от этих дополнительных составляющих теплопроводности становится существенным (рис. 4).³ Этот вывод подтверждается также при сравнении поведения $\beta(T)$ [4] и $\kappa_m^{\text{add}}(T)$ [5] для $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ (см. вставку на рис. 4).

На рис. 5, a приведены полученные с помощью данных рис. 1 значения $\beta = \kappa_{tot}^b/\kappa_{tot}^a$ для LiCuVO_4 , а на рис. 5, b для сравнения показана зависимость $\beta(T)$ для $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [4].

Высокотемпературный максимум на зависимости $\beta(T)$ для $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ появляется из-за вклада в измеряемую

³ Для системы $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ $\beta = \kappa^c/\kappa^a$ (спиновые лестницы располагаются в кристаллографическом направлении c). Для соединений SrCuO_2 $\beta = \kappa^c/\kappa^a$, для Sr_2CuO_3 $\beta = \kappa^b/\kappa^c$ (спиновые цепочки в кристаллографических направлениях c и b).

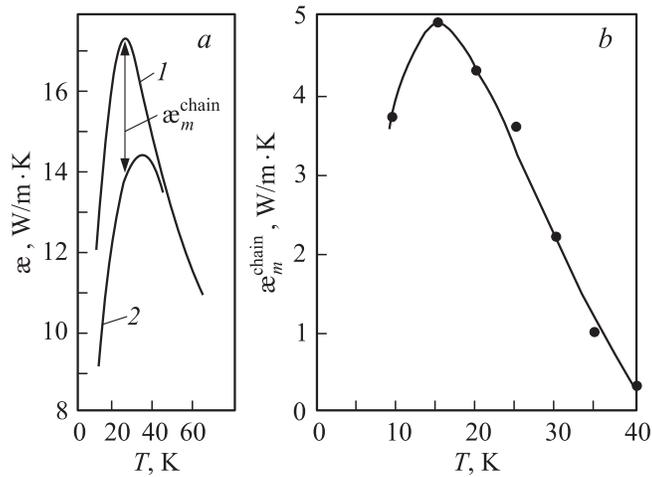


Рис. 6. Температурные зависимости χ_{tot}^b (1) и χ_{ph}^b (2) (a) и χ_m^{chain} (b) для LiCuVO_4 .

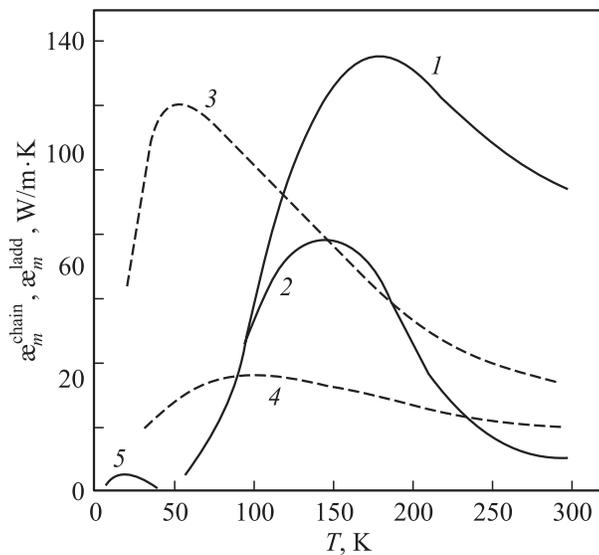


Рис. 7. Температурные зависимости χ_m^{ladd} и χ_m^{chain} для материалов со спиновыми лестницами $\text{Ca}_9\text{La}_5\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [5] (1), $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [5] (2) и спиновыми цепочками SrCuO_2 [3,4] (3), Sr_2CuO_3 [3,4] (4) и LiCuVO_4 (5).

теплопроводность от $\chi_m^{\text{ladd}}(T)$. Возможно, что температурный максимум на $\beta(T)$ в LiCuVO_4 по аналогии с $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ обусловлен вкладом в $\chi_{\text{tot}}^b(T)$ от $\chi_m^{\text{chain}}(T)$.

В интервале $50\text{--}150\text{ K}$ $\beta(T)$ для LiCuVO_4 слабо зависит от температуры (рис. 5, a). Как было показано в [21], в области температур $5\text{--}150\text{ K}$ (рис. 1) $\chi_{\text{tot}}^a = \chi_{\text{ph}}^a$. Вероятно, такое условие выполняется в интервале $50\text{--}150\text{ K}$ и для χ_{tot}^b , т.е. $\chi_{\text{tot}}^b = \chi_{\text{ph}}^b$. Данный вывод подтверждается наличием одинаковой температурной зависимости в этой области для $\chi_{\text{tot}}^a(T)$ и $\chi_{\text{tot}}^b(T) \sim T^{-0.9}$ (рис. 1), что близко к теоретической зависимости $\chi_{\text{ph}} \sim T^{-1}$ при $T \geq \Theta/3$ для идеальных бездефектных кристаллов. Поскольку в эксперименте было получено, что теплопроводность для обоих образцов $\sim T^{-0.9}$, а не T^{-1} , в

них все же имеется небольшое количество дефектов, которые тем не менее одинаково влияют на $\chi_{\text{ph}}^b(T)$ и $\chi_{\text{ph}}^a(T)$, хотя природа дефектов в каждом из образцов может быть различной. Таким образом, можно считать, что в интервале температур $50\text{--}150\text{ K}$ для $\beta(T)$ LiCuVO_4 выполняется условие $\beta(T) = \chi_{\text{ph}}^b(T)/\chi_{\text{ph}}^a(T)$.

Рассмотрим область низких температур $10\text{--}50\text{ K}$ (рис. 5, a). Для этой области температур $\beta(T) = \chi_{\text{tot}}^b(T)/\chi_{\text{ph}}^a(T) = \chi_{\text{ph}}^b(T) + \chi_m^{\text{chain}}(T)/\chi_{\text{ph}}^a(T)$. Если предположить, что параметр $\beta(T) = \text{const} \approx 0.8$ во всем исследованном интервале температур $10\text{--}150\text{ K}$, то можно оценить величину χ_{ph}^b для интервала $10\text{--}150\text{ K}$ из соотношения $\chi_{\text{ph}}^b(T) = 0.8\chi_{\text{ph}}^a(T)$. Результаты такого расчета представлены на рис. 6, a (кривая 2). Теперь можно определить $\chi_m^{\text{chain}}(T)$ для LiCuVO_4 из соотношения $\chi_m^{\text{chain}}(T) = \chi_{\text{tot}}^b(T) - \chi_{\text{ph}}^b(T)$ (рис. 6, b).

Однако следует еще раз отметить, что процедура выделения $\chi_m^{\text{chain}}(T)$ из $\chi_{\text{tot}}^b(T)$ для LiCuVO_4 носит достаточно приближенный характер ввиду большого числа сделанных предположений и упрощений.

На рис. 7, который иллюстрирует основной вывод работы, проведено сравнение полученного нами результата для $\chi_m^{\text{chain}}(T)$ LiCuVO_4 с литературными данными для $\chi_m^{\text{ladd}}(T)$ $\text{Ca}_9\text{La}_5\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [5], $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [5] и для $\chi_m^{\text{chain}}(T)$ SrCuO_2 и Sr_2CuO_3 [4].

Из рис. 7 следует, что в материалах с большими значениями J^{ladd} и J^{chain} для спиновых лестниц и цепочек (соответственно 1500 K и $2150\text{--}3000\text{ K}$ [11–15]) χ_m^{ladd} и χ_m^{chain} вносят существенный вклад в теплопроводность, когда тепловой поток в кристаллах направлен вдоль этих лестниц и цепочек. Вклад в измеряемую теплопроводность от χ_m^{chain} существенно меньше у материалов с небольшой величиной J^{chain} (J^{chain} для спиновой цепочки в $\text{LiCuVO}_4 \sim 22\text{ K}$ [20]).

Список литературы

- [1] A.V. Sologubenko, K. Gianno, H.R. Ott, U. Ammerahl, A. Revcolevschi. *Physica B* **284–288**, 1595 (2000).
- [2] A.V. Sologubenko, K. Gianno, H.R. Ott, U. Ammerahl, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 12, 2714 (2000).
- [3] A.V. Sologubenko, E. Felder, K. Gianno, H.R. Ott, A. Vietkine, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **62**, 10, R6108 (2000).
- [4] A.V. Sologubenko, K. Gianno, H.R. Ott, A. Vietkine, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **64**, 054412 (2001).
- [5] C. Hess, C. Baumann, U. Ammerahl, B. Büchner, F. Heidrich-Meisner, W. Brenig, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **64**, 184305 (2001).
- [6] C. Hess, U. Ammerahl, C. Baumann, B. Büchner, A. Revcolevschi. *Physica B* **312–313**, 612 (2002).
- [7] K. Kudo, S. Ishikawa, T. Noji, T. Adachi, Y. Koike, K. Maki, S. Tsuji, K. Kumagai. *J. Phys. Soc. Jap.* **70**, 2, 437 (2001).
- [8] J.V. Alvarez, G. Cros. ar Xiv: cond-mat/021300 (2002).
- [9] F. Heidrich-Meisner, A. Honecker, D.C. Cabra, W. Brenig. ar Xiv: cond-mat/0208282 (2002).
- [10] L.D. Faddeev, L.A. Takhtajan. *Phys. Lett. A* **85**, 375 (1981).
- [11] T. Ami, M.K. Crawford, R.L. Harlow, Z.R. Wang, D.C. Johnston, Q. Huang, R.W. Erwin. *Phys. Rev. B* **51**, 5994 (1995).

- [12] H. Suzuura, H. Yasuhara, A. Furusaki, N. Nagaosa, Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2579 (1996).
- [13] N. Motoyama, H. Eisaki, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3212 (1996).
- [14] D.C. Johnston. *Acta. Phys. Pol. A* **91**, 181 (1997).
- [15] R.S. Eccleston, M. Uehara, J. Akimitsu, H. Eisaki, N. Motoyama, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1702 (1998).
- [16] L.P. Regnault, J.P. Boucher, H. Moudden, J.E. Lorenzo, A. Hiess, U. Ammerahl, G. Dhalenne, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **59**, 2, 1055 (1999).
- [17] M. Matsuda, T. Yosihava, K. Kokurai, G. Shirane. *Phys. Rev. B* **59**, 2, 1060 (1999).
- [18] M.A. Lafontaine, M. Lablanc, G. Ferey. *Acta Cryst. C* **45**, 1205 (1989).
- [19] M.O. Keeffe, S. Andersson. *Acta Cryst. A* **33**, 914 (1977).
- [20] A.N. Vasil'ev, L.A. Ponomarenko, H. Manaka, I. Yamada, M. Isobe, Y. Ueda. *Phys. Rev. B* **64**, 024419 (2001).
- [21] Л.С. Парфеньева, А.И. Шелых, И.А. Смирнов, А.В. Прокофьев, В. Ассмус, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский, И.Г. Васильева. *ФТТ* **45**, 11, 1991 (2003).
- [22] A.V. Prokofiev, D. Wichert, W. Assmus. *J. Cryst. Growth* **220**, 345 (2000).
- [23] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **7**, 1247 (1974).
- [24] M. Yamaguchi, T. Furuta, M. Ishikawa. *J. Phys. Soc. Jap.* **65**, 9, 2998 (1996).
- [25] В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Наука, Л. (1972). 159 с.