

低次元量子スピン系物質における スピンによる熱伝導

川 股 隆 行* ・ 小 池 洋 二**

近年、低次元量子スピン系のいくつかの物質において、スピンによる熱伝導が観測されている。スピンの熱を運ぶことはほとんど知られておらず、そのメカニズムはよくわかっていない。しかし、スピンが熱を運ぶことを利用した高熱伝導材料への応用が期待できる。本稿では、いくつかの低次元量子スピン系物質で観測されたスピンによる熱伝導の実験結果を紹介し、スピンによる熱伝導のメカニズムを議論する。

Keywords : thermal conductivity, thermal conductivity due to spins, low-dimensional quantum spin system, high-thermal-conductivity material

1. ま え が き

大量の熱を素早く伝えることは、冷暖房機器の性能を向上させるためだけでなく、先端エレクトロニクス機器などの熱対策にも必要なことである。そのため、カーボンナノチューブ^{1,2)}をはじめ、さまざまな高熱伝導材料の研究開発が行われている。このような高熱伝導材料は、格子振動(フォノン)や伝導電子が熱を運ぶことを利用したものであり、熱の運び手としてはその二つのみを考えるのが一般的である。しかし最近、低次元量子スピン系と呼ばれる物質において、フォノンや伝導電子では説明できない熱伝導の振る舞いが報告されるようになり、磁気励起、つまり、スピンも大量の熱を運ぶことがわかってきた³⁾。

「スピンが熱を伝える」ということは、初めて聞く人にはイメージしにくいかもしれない。しかし、次のような例を考えれば、それは難しいことではない。まず、図1(a)のような一次元の強磁性相関をもつスピン鎖を考え、図1(b)のように熱励起によりスピンが一つ反転したとする。この反転した部分は隣のスピンの反平行になるため、周りよりもエネルギーが高い状態になる。そして図1(c)のように、反転した部分が隣と入れ替わることによりエネルギーの高い部分が移動していく。このようにしてエネルギー、つまり熱が伝わっていく*。実際は、一つのスピンの反転を試料全体で共有することによりスピン波(マグノン)として熱

を伝える。これは「スピンの歳差運動が伝搬することで熱を伝える」ということであり、「原子の振動が伝搬することで熱(局所的な乱れ)を伝える」フォノンによる熱伝導と同じように考えることができる。磁気励起にはマグノンだけではなく、スピノンやトリプロンなどと呼ばれる励起子も存在するため、本稿ではそれらをまとめて、スピンによる熱伝導と記す。

はじめに、熱伝導の振る舞いを簡単に説明する。熱伝導は、すべての熱の運び手の寄与の和として表される。そして、それぞれの運び手の熱伝導は比熱と速度と平均自由行程の積で表される。フォノンの比熱は高温ではデュロン-プティ則により一定であり、低温では温度 T の3乗に従ってゼロに向かう。通常、フォノンの速度は温度変化が小さく一定と見なせる。平均自由行程は、高温ではフォノン-フォノン散乱によって T^{-1} の温度依存性を示し、低温では不純物や格子欠陥などによる散乱が効くため一定となる。つまり、低温に向かって小さくなる比熱と大きくなる平均自由行程の積によって、フォノンによる熱伝導の温度依存性は

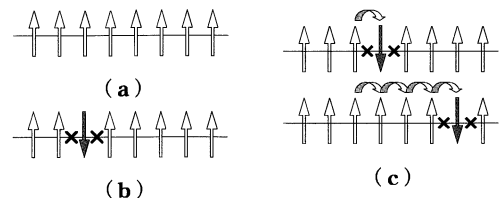


図1 スピンが熱を伝える様子の模式図。(a)のような一次元強磁性スピン鎖を考えた場合、(b)のように一つのスピンの反転したとき、その部分でエネルギーが高くなる。スピンの反転を隣のスピンの反転と入れ替えることによって、(c)のようにエネルギーの高い部分、つまり熱が伝わる。

* 熱の伝わりは、エントロピーの伝わりでもある。反転した部分でスピン配列は局所的に乱れているため、エントロピーは増大している。この部分の移動により、エントロピーの伝搬、つまり、熱の伝搬が生じているととらえることもできる。

* 理化学研究所 仁科加速器研究センター 〒351-0198 和光市広沢2-1.

分類番号 5.7, 8.7

** 東北大学 大学院工学研究科 応用物理学専攻 〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-05, e-mail: koiike@teion.apph.tohoku.ac.jp
Thermal conductivity due to spins in low-dimensional quantum spin systems. Takayuki KAWAMATA* and Yoji KOIKE**.

* Nishina Center for Accelerator-Based Science, RIKEN (2-1 Hirosawa, Wako 351-0198)

** Department of Applied Physics, Tohoku University (6-6-05 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8579)

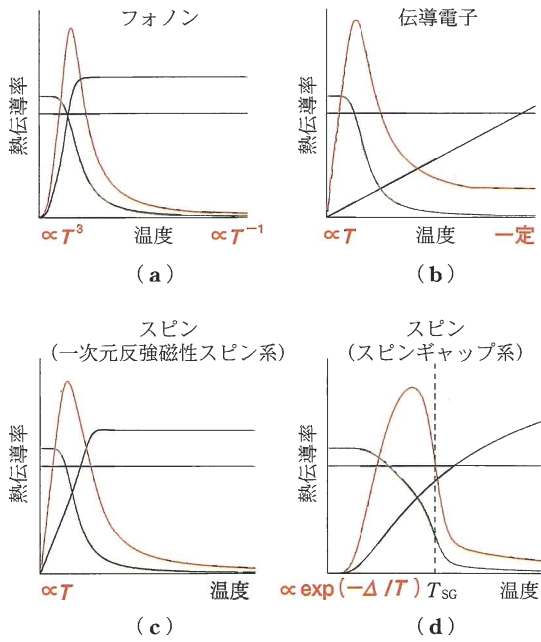


図2 熱伝導率の温度依存性の模式図. 熱の運び手が, (a)フォノン, (b)伝導電子, (c)一次元反強磁性スピンの場合, (d)スピンギャップ系のスピンの場合. 黒線は比熱, 青線は速度, 緑線は平均自由行程, 赤線は熱伝導率を表す.

図2(a)のように, ピークをもった振る舞いを示す.

伝導電子による熱伝導の振る舞いも同様である. 電子の比熱が T に比例している点は異なるが, 平均自由行程は, 高温では電子-フォノン散乱によって T^{-1} の温度依存性をもつので, 熱伝導の温度依存性はフォノンの場合と同様に, 図2(b)のようにピークを示す. しかし, 両者とも不純物や格子欠陥などによる散乱が強くて, 低温で平均自由行程が伸びない場合は顕著なピークを示さず, 温度の低下とともに熱伝導は単調に減少する.

スピンによる熱伝導の振る舞いの詳細なメカニズムはわかっていないが, フォノンや伝導電子による熱伝導と同様に考えることができる. すなわち, スピンによる熱伝導も比熱と平均自由行程の振る舞いによって, ピークをもつ温度依存性を予測できる. 低温での振る舞いは, 磁気相関によって決まる磁気比熱の振る舞いに依存する. 例えば反強磁性相関をもつ系では, 磁気比熱が T の次元数乗に比例するので, 図2(c)のようになる. ここで, 次元数とは, スピン間に働く相互作用が強い部分をつないで形成されたスピンネットワークの次元数のことである. また, スピン系の励起エネルギーにギャップが存在する系(スピンギャップ系)

では, 図2(d)のように, スピンによる熱伝導は指数関数的にゼロに向かうと考えられる.

スピンによる熱伝導が明確に観測されているのは, 低次元量子スピン系(スピン量子数 S が $1/2$ や 1 と小さく, かつ, スピンネットワークが一次的または二次元的な系)と呼ばれるいくつかの絶縁体物質である. これらの物質の熱伝導には伝導電子による寄与がないので, スピンとフォノンによる寄与が合わさって現れている. 本稿では, スピンによる熱伝導の観測例をいくつか紹介し, そのメカニズムを議論する.

2. スピンによる熱伝導

実は, スピンによる熱伝導の研究の歴史は思ったよりも古く, 1970年代に平川らによって低次元量子スピン系において研究されていた⁴⁻⁷⁾. しかし, それ以降, スピンによる熱伝導を積極的に議論している報告は途絶え, 2000年ごろから再び, $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ ⁸⁻¹⁰⁾や Sr_2CuO_3 ^{11,12)}などで, 非常に大きなスピンによる熱伝導の存在が報告されるようになった. そのころから熱伝導の測定に必要な大型単結晶の育成技術が進歩したためかもしれない.

2.1 スピンによる熱伝導の実験結果

2.1.1 一次元スピン系物質における実験結果

はじめに, 図3(a)のような最も単純なスピンネットワークをもつ一次元スピン系物質における熱伝導を紹介する. 熱伝導の測定は, $S=1/2$ のスピンの反強磁性的に相関した KCuF_3 ⁵⁾, $(\text{CH}_3)_4\text{NMnCl}_3$ ⁶⁾, Sr_2CuO_3 ¹¹⁻¹⁴⁾, SrCuO_2 ¹²⁾, CuGeO_3 ¹⁵⁻¹⁷⁾, $\text{BaCu}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ ¹⁸⁾, LiCuVO_4 ¹⁹⁾, CaCu_2O_3 ²⁰⁾, Bechgaard 塩²¹⁾などで報告されている. 代表的な例とし

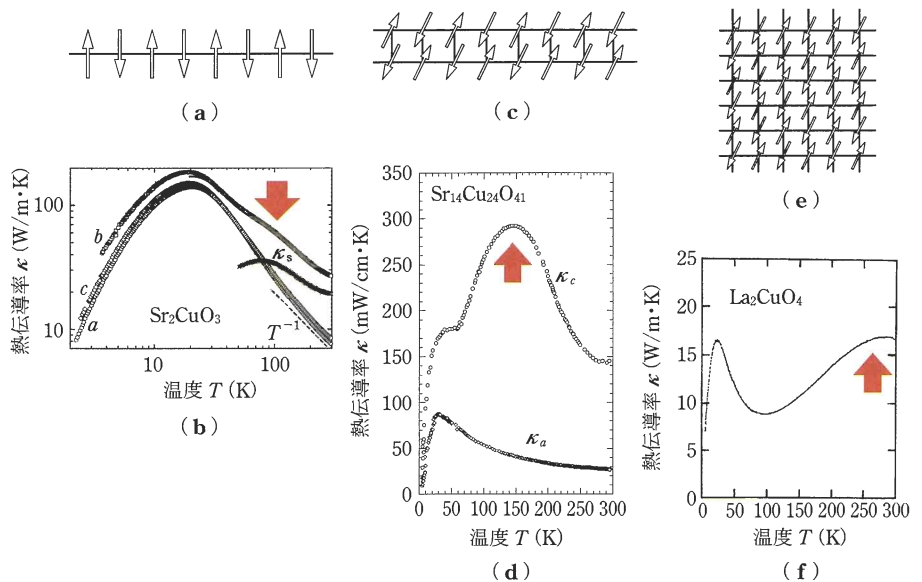


図3 スピンネットワークの模式図と熱伝導率の温度依存性. 矢印で示した付近で, スピンによる熱伝導が顕著に現れている. (a)一次元反強磁性スピン鎖と(b)そのスピン鎖をもつ Sr_2CuO_3 の熱伝導率の温度依存性¹¹⁾. a, b, cはそれぞれの軸方向を表し, b軸方向がスピン鎖に平行な方向である. κ_s はb軸方向の熱伝導率からフォノンによる熱伝導の寄与を引いたもの, すなわち, スピンによる熱伝導の寄与である. (c)2本足スピンはしご格子の模式図と(d)そのはしご格子をもつ $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ のa軸とc軸方向の熱伝導率 κ_a と κ_c の温度依存性¹⁰⁾. c軸方向がはしごの足に平行な方向である. (e)二次元正方格子の模式図と(f)その格子をもつ La_2CuO_4 の二次元面内の熱伝導率の温度依存性²²⁾.

て、 Sr_2CuO_3 の結果を図3(b)に示す¹¹⁾。熱伝導率は、すべての軸方向で20 K付近にピークをもっているが、スピン鎖に平行な b 軸方向においてのみ100 K付近に肩が存在する。結晶構造は比較的等方的であるので、低温の等方的なピークはフォノンによる熱伝導の寄与と考えられ、100 K付近の肩がスピンによる熱伝導の寄与であると考えられている。ほかの物質でも同様に異方的な熱伝導が観測され、スピンによる熱伝導の寄与であると理解されている。

2.1.2 2本足スピンはしご系物質における実験結果

2本足スピンはしご格子をもつ $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ においても非常に大きなスピンによる熱伝導が観測されている。この物質では、 $S=1/2$ のスピンが、図3(c)のようにはしご状に反強磁性的に強く結合している。熱伝導率は、図3(d)のように、はしごの足方向である c 軸方向においてのみ150 K付近で非常に大きなピークを示し、これがスピンによる熱伝導の寄与であると考えられている¹⁰⁾。この物質は400 K程度のスピンギャップをもっているため、150 K付近のスピンギャップ状態では熱を運ぶマグノンの数は少なくなっている。そのため、マグノンの比熱は小さくなっているのであるが、マグノン-マグノン散乱の確率が著しく減少し、マグノンの平均自由行程が著しく伸びたために、スピンによる熱伝導が大きくなったと理解されている。

2.1.3 二次元スピン系物質における実験結果

高温超伝体の母物質である La_2CuO_4 ²²⁾や $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ²³⁾においても、スピンによる熱伝導の寄与が示されている。これらの物質は、図3(e)のように、 $S=1/2$ の二次元正方格子状のスピンネットワークをもっており、熱伝導は図3(f)のような振る舞いを示す²²⁾。20 K付近のピークは等方的であり、フォノンによる熱伝導の寄与と考えられている。一方、300 K付近の幅が広いピークは二次元面内でのみ観測されており、スピンによる熱伝導の寄与であると考えられている。

2.1.4 スピンによる熱伝導のメカニズムの考察

図3で紹介した実験結果は、熱伝導がフォノンとスピンの寄与によるダブルピークを示す非常にわかりやすい結果であるが、そのほかにも、さまざまな低次元量子スピン系物質で熱伝導が測定されている。場合によっては両者のピークがほぼ同じ温度で生じ、ピークは一つになり、一見スピンによる熱伝導の寄与がないように見える。その場合、異方性の大きさからスピンによる熱伝導の寄与を判断するか、スピンをもつ元素の代わりに非磁性元素を部分置換することによって、スピンネットワークを分断し、スピンによる熱伝導の抑制のされ方を見て判断することになる。

ここで、大きなスピンによる熱伝導が観測される条件を考えてみる。まず、スピンネットワーク内の交換相互作用 J が大きい物質で、スピンによる熱伝導が大きくなる傾向がある。 J はスピン間の結合の強さを表すものであり、単純にはスピン励起子のエネルギー分散のバンド幅に比例す

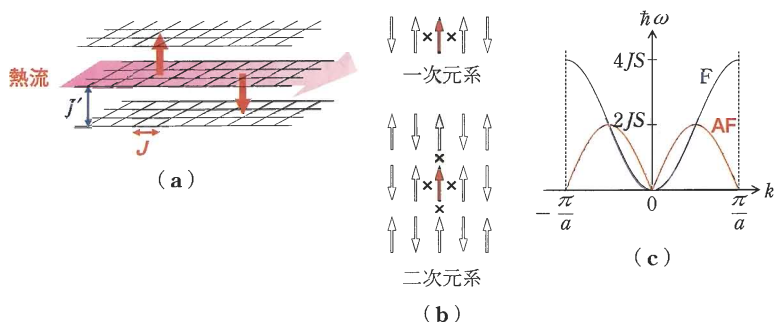


図4 (a)スピンネットワーク間の交換相互作用 J によるスピン励起子の散乱。これによって、熱の流れが妨げられる。(b)反強磁性相関をもった一次元スピン系と二次元スピン系におけるスピンの反転。次元数が上がるとスピンの反転しづらくなり、熱が伝わりにくくなる。(c)最隣接スピン間相互作用のみを考慮した一次元反強磁性体(AF)と一次元強磁性体(F)のマグノンの分散関係。ここで、 S はスピン量子数、 J はスピン間の交換相互作用、 ω はマグノンの角振動数、 k はマグノンの波数、 a は最隣接スピン間距離、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったものである。

る。そのため、 J が大きければスピン励起子の速度が大きくなり、スピンによる熱伝導が大きくなる。これは、原子間の結合の強いダイヤモンドやサファイアにおいて、フォノンによる熱伝導が大きいことと同じである。

さらに、スピンネットワーク間の交換相互作用 J が十分に小さいことも大切であると考えられる。それは、図4(a)のように、 J の働きによって、スピン励起子は隣のスピンネットワークに散乱され、スピン励起子のスピンネットワーク内の流れ、すなわち熱の流れが妨げられるからである。実際、大きな J をもつ5本足スピンはしご格子系 $\text{La}_3\text{Cu}_7\text{O}_{19}$ においては、スピンによる熱伝導は観測されていない²⁴⁾。

また、一次元スピン鎖からスピンはしご格子、二次元スピン格子へとスピンネットワークの次元数を上げていくと、スピンによる熱伝導が小さくなる傾向にある。これは、次元数が大きくなることにより、スピンの揺らぎが小さくなるためと考えられる。熱を伝えるには、隣のスピンを反転させて熱を伝える必要がある。しかし、次元数が大きくなると、図4(b)のように、隣接するスピンの数が増えるために反転に伴うエネルギーの増加が大きくなり、反転しづらくなるからである。

スピン間の相互作用には、強磁性相関と反強磁性相関の2種類がある。図4(c)のような一次元スピン系におけるマグノンの分散関係を考えると、波数 $k=0$ 付近の分散関係の傾きは反強磁性のほうが大きいため、低温では反強磁性相関のほうがマグノンの速度が大きくなり、スピンによる熱伝導が大きくなると推察される。実際、強磁性相関をもつ $S=1/2$ の一次元スピン鎖系物質 $\text{Ca}_2\text{Y}_2\text{Cu}_5\text{O}_{10}$ においては、スピンによる大きな熱伝導は観測されていない^{25,26)}。しかし、この物質の J はそれほど大きくないため、この推察を実証するためには、もっと大きな J を有する一次元強磁性スピン系物質での測定が必要である。

最後に、 S の大きさについて考えてみる。 $S=1$ の系の熱伝導は一次元スピン系、いわゆるハルデンギャップ系物質である AgVP_2S_6 ²⁷⁾、 Y_2BaNiO_5 ^{28,29)}と二次元スピン格子を

もつ La_2NiO_4 ³⁰⁾ について報告されている。いずれも比較的高温で異方的なピークが観測されており、スピンによる熱伝導の寄与と理解されている。スピンによる熱伝導率の値は決して大きくはないが、これらの物質の J の値を考慮すれば、 $S=1/2$ の場合と同様に理解できる。したがって、現段階では $S=1/2$ と 1 の有意な差は見いだされていないといえる。

結局のところ、実験結果から得られる結論は、スピンによる大きな熱伝導を示す物質は J が大きく、 J が小さい一次元量子スピン系、つまり、理想的な一次元量子スピン系の物質ということになる。ただし、上記の考察ではスピン励起子とフォノンの間の散乱については考慮していないので、このような散乱が強い場合は、スピンによる熱伝導は小さくなると思われる。

2.2 スピンによる熱伝導の理論的研究

次に、スピンによる熱伝導の理論的な研究について簡単に紹介する。詳しくは文献 31~33 を参照していただきたい。古くは 1950 年ごろ、古典スピン系においては、スピンによる熱伝導は高温では熱拡散で決まるとする de Gennes らによる現象論がある^{34,35)}。この場合、スピン励起子の平均自由行程はスピン間距離程度になる。古典的な極限では、スピンによる熱伝導は非常に小さいものになるということである。

それに対して、スピンによる熱伝導が弾道的になるという理論がある。すなわち、スピン励起子の平均自由行程が無限大になるという理論である。最初は 1970 年前後に Huber らによって指摘されたが^{36,37)}、最近、再び活発に研究されるようになった^{38~40)}。その結果、 $S=1/2$ の一次元スピン系でハミルトニアンが可積分な系（すべての固有状態が独立な系）では、すべての温度領域においてスピンによる熱伝導が弾道的になるが、 $S \geq 1$ の一次元スピン系や二次元系、三次元系、あるいはハミルトニアンが不可積分な系では、スピンによる熱伝導が拡散的になることがわかった。すなわち、理想的な $S=1/2$ の一次元スピン系ではスピンによる熱伝導が無限大になるということである。

この理想的な $S=1/2$ の一次元スピン系に近い物質が、2.1 節でも紹介した Sr_2CuO_3 であり、非常に大きなスピンによる熱伝導が観測されている。しかし、現実の物質では、スピン鎖間や第 2 隣接の相互作用、フォノンなどとの相互作用によって理想的な状態ではないため、熱伝導が弾道的であるという保証はない。そこで筆者らは、スピン鎖を非磁性不純物である Pd で分断した $\text{Sr}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Pd}_x\text{O}_3$ の単結晶を育成し、熱伝導率と磁化率を測定した^{13,14)}。その結果、分断されたスピン鎖の平均の長さとしてスピン励起子であるスピノンの平均自由行程が、図 5 のように、低温で非常に近い値を示すことがわかった。これは、フォノンによるスピノンの散乱が抑えられている低温では、不純物で分断された一つのスピン鎖内ではスピンによる熱伝導が弾道的になっていることを意味しており、理論的に指摘されていたスピノンによる熱伝導の弾道性を初めて実証したものである。

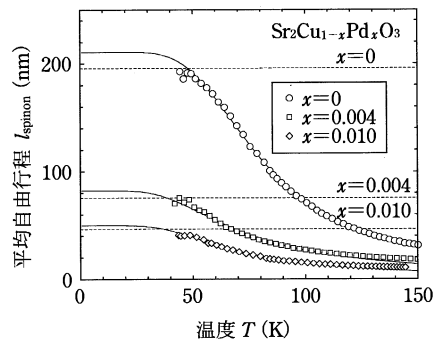


図 5 $\text{Sr}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Pd}_x\text{O}_3$ ($x=0, 0.004, 0.010$) のスピン鎖に平行な方向の熱伝導から見積もった、スピノンの平均自由行程 l_{spinon} の温度依存性¹⁴⁾。点線は、帯磁率のキュリー項から見積もったスピノンの平均の長さである。上から、 $x=0, 0.004, 0.010$ である。

3. む す び

本稿では、低次元量子スピン系のいくつかの物質において観測されているスピンによる熱伝導を紹介した。実験結果を考察すると、「スピンネットワーク内の交換相互作用 J が大きい」、「スピンネットワーク間の交換相互作用 J' が小さい」、「スピンネットワークの次元が低い」ときにスピンによる熱伝導が大きくなる傾向にある。これは、 J が大きく、理想的な低次元量子スピン系で、スピンによる熱伝導が大きくなることを示している。言い換えると、「スピン同士が強く結合し、スピンが大きく揺らいでいる系」という、一見矛盾したように思える物質で、大きなスピンによる熱伝導が観測されることを示している。

また、 $S=1/2$ の一次元スピン系ではスピンによる熱伝導が弾道的になるという理論的な指摘があったが、筆者らは Sr_2CuO_3 においてそれを実証した。しかしながら、強磁性相関と反強磁性相関の差についてはまだ結論が出ていないし、 $S=1/2$ と 1 の違いについてもよくわかっていない。今後の研究課題である。

図 6 に示す各種材料の熱伝導率を見ると、低次元量子スピン系物質の熱伝導率は真鍮よりも大きく、銅やサファイアなどの高熱伝導材料の値に近づいていることがわかる。今後、もっと大きなスピンによる熱伝導をもつ物質が見つかる可能性はあると思う。また、低次元量子スピン系物質におけるスピンによる熱伝導は非常に大きな異方性を示すので、伝熱性と断熱性を兼ね備えた材料としての応用も考えられる。今後の研究の進展を大いに期待している。

謝 辞

本稿で紹介した筆者らの研究では、東北大学の学生であった工藤一貴、黒木章悟、高橋伸雄の各氏に特に協力していただき、東北大学の前川禎通、京都大学の遠山貴巳、東北大学の土浦宏紀の各氏には有益な議論をしていただきました。また、磁場中での熱伝導率の測定に際しては、東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料センターの超伝導磁石を利用させていただきました。さらに、文部科学省、日本学術振興会の科学研究費補助金、および科学技術振興機構 (JST) の戦略的創造研究推進事業の援助を受けまし

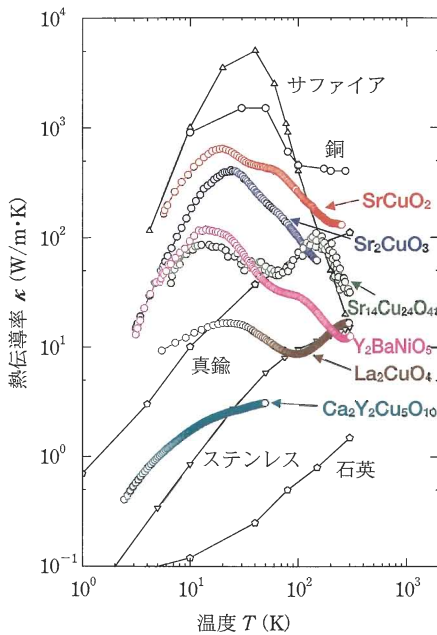


図6 各種材料の熱伝導率の温度依存性.

た。皆様に厚く感謝の意を表します。

文 献

- 1) J. Hone, M. Whitney, C. Piskoti and A. Zettl : Phys. Rev. **B 59**, R2514 (1999).
- 2) M. Fujii, X. Zhang, H. Xie, H. Ago, K. Takahashi, T. Ikuta, H. Abe and T. Shimizu : Phys. Rev. Lett. **95**, 065502 (2005).
- 3) 工藤一貴, 小池洋二 : 固体物理 **38**, 889 (2003).
- 4) K. Hirakawa, H. Hayashi and H. Miike : J. Phys. Soc. Jpn. **32**, 1667 (1972).
- 5) H. Miike and K. Hirakawa : J. Phys. Soc. Jpn. **38**, 1279 (1975).
- 6) H. Miike and K. Hirakawa : J. Phys. Soc. Jpn. **39**, 1133 (1975).
- 7) H. Miike, J. Yoshinaga and K. Hirakawa : J. Phys. Soc. Jpn. **41**, 347 (1976).
- 8) K. Kudo, S. Ishikawa, T. Noji, T. Adachi, Y. Koike, K. Maki, S. Tsuji and K. Kumagai : J. Low. Temp. Phys. **117**, 1689 (1999).
- 9) A. V. Sologubenko, K. Giannó, H. R. Ott, U. Ammerahl and A. Revcolevschi : Phys. Rev. Lett. **84**, 2714 (2000).
- 10) K. Kudo, S. Ishikawa, T. Noji, T. Adachi, Y. Koike, K. Maki, S. Tsuji and K. Kumagai : J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 437 (2001).
- 11) A. V. Sologubenko, E. Felder, K. Giannó, H. R. Ott, A. Vietkine and A. Revcolevschi : Phys. Rev. **B 62**, R6108 (2000).
- 12) A. V. Sologubenko, K. Giannó, H. R. Ott, A. Vietkine and A. Revcolevschi : Phys. Rev. **B 64**, 054412 (2001).
- 13) N. Takahashi, T. Kawamata, T. Adachi, T. Noji, Y. Koike, K. Kudo and N. Kobayashi : AIP Conf. Proc. **850**, 1265 (2006).
- 14) T. Kawamata, N. Takahashi, T. Adachi, T. Noji, Y. Koike, K. Kudo and N. Kobayashi : J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 034607 (2008).
- 15) A. M. Vasil'ev, M. I. Kaganov, V. V. Pryadun, G. Dhalenne and A. Revcolevschi : JETP Lett. **66**, 898 (1997).
- 16) Y. Ando, J. Takeya, D. L. Sisson, S. G. Doettinger, I. Tanaka, R. S. Feigelson and A. Kapitulnik : Phys. Rev. **B 58**, R2913 (1998).
- 17) B. Salce, L. Devoille, R. Calemczuk, A. I. Buzdin, G. Dhalenne

- and A. Revcolevschi : Phys. Lett. **A 245**, 127 (1998).
- 18) A. V. Sologubenko, H. R. Ott, G. Dhalenne and A. Revcolevschi : Europhys. Lett. **62**, 540 (2003).
- 19) L. S. Parfen'eva, I. A. Smirnov, H. Misiorek, J. Mucha, A. Jezowski, A. V. Prokof'ev and W. Assmus : Phys. Solid State **46**, 357 (2004).
- 20) C. Hess, H. ElHaes, A. Waske, B. Büchner, C. Sekar, G. Krabbes, F. Heidrich-Meisner and W. Brenig : Phys. Rev. Lett. **98**, 027201 (2007).
- 21) T. Lorenz, M. Hofmann, M. Grüninger, A. Freimuth, G. S. Uhrig, M. Dumm and M. Dressel : Nature **418**, 614 (2002).
- 22) Y. Nakamura, S. Uchida, T. Kimura, N. Motoyama, K. Kishio, K. Kitazawa, T. Arima and Y. Tokura : Physica C **185/189**, 1409 (1991).
- 23) K. Takenaka, Y. Fukuzumi, K. Mizuhashi, S. Uchida, H. Asanoka and H. Takei : Phys. Rev. **B 56**, 5654 (1997).
- 24) 川股隆行, 小池洋二 : 未発表.
- 25) K. Kudo, Y. Koike, S. Kurogi, T. Noji, T. Nishizaki and N. Kobayashi : J. Magn. Magn. Mater. **272/276**, 94 (2004).
- 26) J.-H. Choi, T. C. Messina, J. Yan, G. I. Drandova and J. T. Markert : J. Magn. Magn. Mater. **272/276**, 970 (2004).
- 27) A. V. Sologubenko, S. M. Kazakov, H. R. Ott, T. Asano and Y. Ajiro : Phys. Rev. **B 68**, 94432 (2003).
- 28) K. Kordonis, A. V. Sologubenko, T. Lorenz, S.-W. Cheong and A. Freimuth : Phys. Rev. Lett. **97**, 115901 (2006).
- 29) T. Kawamata, Y. Miyajima, N. Takahashi, T. Noji and Y. Koike : J. Magn. Magn. Mater. **310**, 1212 (2007).
- 30) J. Yan, J. Zhou and J. B. Goodenough : Phys. Rev. **B 68**, 104520 (2003).
- 31) 藤本 聡 : 日本物理学会誌 **57**, 580 (2002).
- 32) 堺 和光 : 日本物理学会誌 **58**, 422 (2003).
- 33) 堺 和光 : 物性研究 **87**, 214 (2006).
- 34) P. G. de Gennes : J. Phys. Chem. Solids **4**, 223 (1958).
- 35) P. G. de Gennes : *Magnetism*, Vol. III, p. 115 (Academic Press, New York, 1963).
- 36) D. L. Huber and J. S. Semura : Phys. Rev. **182**, 602 (1969).
- 37) D. A. Krueger : Phys. Rev. **B 3**, 2348 (1971).
- 38) H. Castella, X. Zotos and P. Prelovšek : Phys. Rev. Lett. **74**, 972 (1995).
- 39) X. Zotos, F. Naef and P. Prelovšek : Phys. Rev. **B 55**, 11029 (1997).
- 40) A. Klümper and K. Sakai : J. Phys. **A 35**, 2173 (2002).

(2008年1月23日 受理)



かわまた たかのき
川股 隆行

2006年東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻博士課程修了, 博士(工学)。東北大学金属材料研究所COEフェローを経て, 現在, (独)理化学研究所協力研究員。低次元量子スピン系物質の単結晶育成と, スピンによる熱伝導の研究に従事。



こいけ ようじ
小池 洋二

1975年東京大学理学部物理学科卒, 80年同大学院博士課程修了, 理学博士。同年東北大学金属材料研究所助手。89年東北大学工学部応用物理学科助教授, 96年同教授, 現在に至る。高温超伝導体および関連物質の物性研究, 新超伝導物質の探索的研究, 低次元量子スピン系の熱伝導の研究に従事。