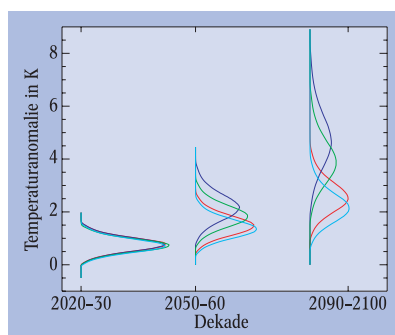


len auf die Unsicherheiten in den Emissionsszenarien und bei der Wahl der Modellparameter zurückzuführen.

Diese Resultate sind auch in politischer Hinsicht von Bedeutung: Da sich unterschiedliche Emissionsszenarien nicht sofort auswirken, schlägt ein stärkerer Umweltschutz innerhalb der nächsten zwei bis drei Jahrzehnte nicht sichtbar an. Dass man dennoch nicht darauf verzichten sollte, zeigt das zweite Ergebnis: Demzufolge kann man sich nicht darauf verlassen, dass die vom IPCC angegebene Obergrenze der Erwärmung von 5,8 °C bis zum Jahr 2100 nicht überschritten wird, denn auch Temperaturänderungen von mehr als 8 °C sind nicht unwahrscheinlich.



Verschiedene Emissionsszenarien beeinflussen den vorhergesagten Temperaturanstieg innerhalb der nächsten drei Jahrzehnte nur unwesentlich. Danach machen sie sich stärker bemerkbar. Die gezeigten Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Temperaturänderungen deuten auf die Möglichkeit einer höheren Temperaturänderung in der letzten Dekade dieses Jahrhunderts hin als im IPCC-Bericht angegeben (nach Ref. [2]).

Beiden Studien kann man ankreiden, dass sie die strukturelle Unsicherheiten nicht berücksichtigen, die dadurch auftreten, dass man in den Modellen noch nicht alle Effekte erfasst hat, zum Beispiel die Wechselwirkungen mit dem Kohlenstoffkreislauf. Auch rapide, nicht-lineare Vorgänge, wie es z. B. ein Umkippen des Golfstromes darstellt, werden nicht hinreichend genau modelliert. Das bedeutet, dass die hier beschriebenen Klimaänderungen durchaus nicht den gesamten Wahrscheinlichkeitsraum abdecken, sondern noch Überraschungen möglich sind.

Um ideale Modell-Experimente durchzuführen und um damit die Aussagen besser abzusichern, müsste man die Vielzahl der schweizer Experimente mit den komplexen Modellen der Engländer und anderer Nationen wiederholen. Dazu

sind massive Rechnerkapazitäten notwendig. In Japan wurde mittlerweile eine Rechneranlage gebaut, mit der man derartige Simulationen rechnen kann.<sup>2)</sup> Man geht dort davon aus, dass sich diese massive Investition rechnet, da es bei der Klimafrage um Energiepolitik und damit um Billionen von Euros geht. In Europa sind keine konkreten Ansätze zur Schaffung derartiger Rechnerkapazitäten zu erkennen. Die europäische Klimaforschung wird es in den kommenden Jahren schwer haben, den Technologievorsprung der Japaner aufzuholen und sich somit bei Fragen der Umwelt- und Energiepolitik auf deren Ergebnisse verlassen müssen.

ULRICH CUBASCH

- [1] U. Cubasch et al.: Projections of future climate change. In: Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [J. T. Houghton et al. (Hrsg.)]. Cambridge University Press 2001, ISBN 0521 01495 6.
- [2] P. A. Stott und J. A. Kettleborough, Nature **416**, 723 (2002)
- [3] R. Knutti, T. F. Stocker, F. Joos und G. L. Kasper Plattner, Nature **416**, 719 (2002)
- [4] Für eine Übersicht über diese Modellklasse siehe M. Claussen et al., Climate Dynamics 579 (2002) und: [www.pik-potsdam.de/data/emic/table\\_of\\_emics.pdf](http://www.pik-potsdam.de/data/emic/table_of_emics.pdf)

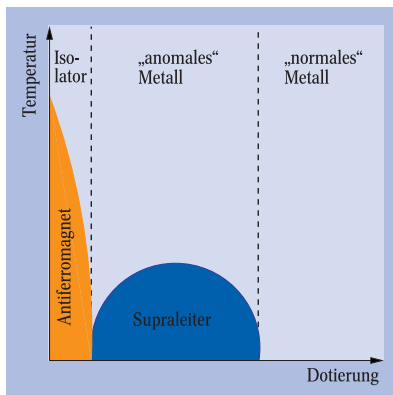
## Unkonventionelle Paarung

**Neue Experimente zur Hochtemperatur-Supraleitung schränken die möglichen Erklärungen weiter ein.**

Seit der Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleitung (HTSL) gehen die meisten theoretischen Arbeiten davon aus, dass der Paarungsmechanismus unkonventionell, d. h. elektronischer Natur ist. Es gibt aber auch immer noch Vorschläge, dass die Paarung wie in den „Niedrigtemperatur“-Supraleitern durch Gitterschwingungen, d. h. durch die Ankopplung der Elektronen an die Phononen bewirkt wird. Neue Arbeiten zur inelastischen Neutronenstreuung der Gruppe um Bernhard Keimer [1] zeigen jedoch sehr deutlich, dass die magnetische Austausch-Wechselwirkung und die mit ihr verknüpften magnetischen Anregungen in den Kupfer-Sauerstoffebenen der Kuprate als Schlüssel für den Paarungsmechanismus anzusehen sind. In Kombination mit

kürzlich veröffentlichten Arbeiten über optische Untersuchungen [2] belegen diese Experimente, dass die elementaren Anregungen des Elektronensystems sich in den HTSL fundamental von denen eines konventionellen Supraleiters unterscheiden. Dadurch werden die theoretischen Modelle zum Paarungsmechanismus eingengt.

Die Entwicklung einer konsistenten Theorie der Supraleitung in den Kupferoxiden mit hohen Sprungtemperaturen ( $T_c$ ) ist nach wie vor eine der größten Herausforderungen in der theoretischen Physik. Diese Herausforderung ist unmittelbar an dem komplexen, reichhaltigen Phasendiagramm (Abb.) abzulesen: Abhängig von der Temperatur ( $T$ ) und der Dotierung der in allen HTSL vorhandenen  $\text{CuO}_2$ -Ebenen findet man stark unterschiedliche Eigenschaften: eine isolierende, antiferromagnetische Phase (AF), eine supraleitende Phase (SL) und verschiedene metallische Phasen. In einem weiten Bereich



Die Eigenschaften der Hochtemperatur-Supraleiter hängen stark von der Temperatur sowie der Ladungsträgerkonzentration in den  $\text{CuO}_2$ -Ebenen ab.

des Phasendiagramms sind die physikalischen Eigenschaften extrem anomal. Erst bei sehr hohen Dotierungen lassen sich die HTSL durch die für „normale“ Metalle (wie z. B. Aluminium) etablierte Theorie der Fermi-Flüssigkeiten beschreiben.

Eine universelle Eigenschaft des supraleitenden Zustands ist die Kondensation von Paaren von Elektronen („Cooper-Paare“) in einen kohärenten Quantenzustand. Supraleitung in „normalen“ Metallen wird durch die BCS-Theorie beschrieben und resultiert aus einer anziehenden Wechselwirkung der Elektronen. In den gewöhnlichen Supraleitern haben die Elektronen-Paare eine interne s-Wellen-Symmetrie, ein Hinweis darauf, dass die quantisierten Gitterschwingungen, d. h. die Phononen, für die anziehende Wechselwirkung verantwortlich sind. In den HTSL dagegen be-

sitzen die kondensierten Paare eine davon verschiedene, sog.  $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie, was ein starkes Indiz für einen unkonventionellen Mechanismus ist [3]. Deshalb wurden in der theoretischen Physik neue Modelle vorgeschlagen, in denen der „Klebstoff“, der die Elektronen bindet, nicht auf der Elektron-Phonon-Kopplung beruht. Überdies liefern die Phononen eine Energieskala, die zu klein ist, um die hohen  $T_c$ 's bis zu 160 K erklären zu können.

Der Ursprung einer neuen, höheren Energieskala und die ungewöhnliche Symmetrie der Cooper-Paare wurde schon früh in Verbindung gebracht mit der in den HTSL immer auftretenden, unmittelbaren Nachbarschaft von antiferromagnetischer (AF) und supraleitender (SL) Phase [3]. Festkörpermagnetismus im Allgemeinen und Antiferromagnetismus im Besonderen beruhen auf der Coulomb-Abstoßung der Elektronen. Die starke kurzreichweitige Coulomb-Abstoßung führt in den Kupraten zu einer Austauschkopplung  $J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$  zwischen benachbarten Cu-Spins in der  $\text{CuO}_2$ -Ebene mit  $J \cong 0,1$  eV. Führt man zusätzlich Ladungsfreiheitsgrade ein, so ergeben sich zwei im Wesentlichen äquivalente effektive Modelle, das t-J-Modell („t“ steht für das Hüpfen der Ladungsträger auf dem Cu-Gitter) und das Hubbard-Modell. Diese Modelle ergeben im Einklang mit dem Experiment für verschwindende Dotierung eine isolierende AF-Phase. Bringt man durch Dotieren in geringer Konzentration Ladungsträger ein, so kann das AF-„Gitter“ ähnlich wie das Ionengitter im konventionellen Paarungsmechanismus zu einer attraktiven Wechselwirkung und Paarung führen, wobei die Bindungsenergie von der Größenordnung von  $J$  ist [3].

Wenn dieses Bild für die HTSL zutrifft, so sollte in der supraleitenden Phase ein „Relikt“ der AF-Phase zu erkennen sein. Als ein solcher möglicher „Fingerabdruck“ kommt eine ungewöhnliche Spinanregung in Betracht, die bislang allerdings nur in HTSL mit gekoppelten  $\text{CuO}_2$ -Schichten beobachtet wurde. Entsprechend gab es zahlreiche theoretische Erklärungen für Doppelschichten. Die Bedeutung der Experimente von B. Keimer und Mitarbeitern liegt nun darin, dass sie eine solche Spinanregung auch in einem HTSL mit ungekoppelten  $\text{CuO}_2$ -Lagen ( $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ ) beobachtet und damit als *allgemeine* Ei-

genschaft der HTSL etabliert haben.

Als besonders aussagekräftig haben sich dazu Experimente mit inelastischer Neutronenstreuung erwiesen, die das Spektrum der magnetischen Anregungen als Funktion der Energie und des Impulses liefern. In konventionellen Metallen und Supraleitern sind die Spinanregungen im Wesentlichen durch voneinander unabhängige Spin-Flips einzelner Elektronen gegeben. Entsprechend zeigt das Spektrum ein diffuses Kontinuum mit kleiner Intensität. In den HTSL zeigen diese Experimente jedoch eine scharf ausgeprägte Mode, die die gleiche Periodizität aufweist wie die elementaren magnetischen Anregungen (die „Spinwellen“) in dem im Phasenraum benachbarten, AF-geordneten Isolator. Dass es sich dabei um den „Fingerabdruck“ des AF im SL handelt, wird dadurch belegt, dass die Spinanregung nur im SL-Zustand stark ausgeprägt ist und die Energie (annähernd) proportional zu  $T_c$  ist. Die Tatsache, dass langlebige, phasenkohärente Spinanregungen im SL-Zustand existieren können, ohne dass langreichweitige magnetische Ordnung vorliegt, ist sehr ungewöhnlich und gibt detaillierte Randbedingungen für die Theorie vor.

Im Wesentlichen haben sich zwei Schulen einer theoretischen Beschreibung der Mode etabliert. Die eine Schule interpretiert die Resonanz als eine Art magnetisches Exziton, das aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung als ein gebundener Zustand knapp unterhalb der Energielücke des SL auftritt [4]. Entscheidend ist bei den meisten dieser Arbeiten, dass von einer Beschreibung im Rahmen der Fermi-Flüssigkeitstheorie konventioneller Metalle ausgegangen wird: In Analogie mit dem bekannten Exziton in der Energielücke von Halbleitern beginnen sie mit einem Bandmodell und fügen Korrelationen durch einen sog. Stoner-Faktor ein.

In der sog. SO(5)-Theorie geht man andererseits davon aus, dass sich die beiden auf den ersten Blick so unterschiedlichen Phasen, AF- und SL-Zustand, durch ein gemeinsames Symmetrieprinzip vereinheitlichen lassen. Der Ordnungsparameter des AF (3-komponentiger Vektor, die Untergittermagnetisierung) und der des SL (Real- und Imaginärteil) werden zu einem 5-dimensionalen „Ordnungsparameter“ vereinheitlicht [5]. Der

Prof. Dr. Werner Hanke, Institut für theoretische Physik, Universität Würzburg, Am Hubland, 97074 Würzburg

SO(5)-Übergang vom AF zum SL hat formale Verwandtschaft zur Spinpräzession im Magnetfeld, wobei die Rolle des  $B$ -Felds vom chemischen Potential übernommen wird, das über die Dotierung den Übergang AF $\rightarrow$ SL steuert (Abb.). Die entsprechende „Larmor-Frequenz“ wird mit der Spinresonanzenergie identifiziert. Die Theorie ergibt eine Spinresonanzenergie, die im Einklang mit dem Experiment mit der Dotierung (und näherungsweise  $T_c$ ) ansteigt [5]. Offene Fragen betreffen hier das Verhalten im überdotierten Bereich (jenseits  $T_c^{\max}$ ).

Eine konsistente Theorie der Supraleitung zu entwickeln ist nach wie vor eine große Herausforderung, wenngleich in jüngster Zeit beachtliche Fortschritte erzielt wurden: Dazu muss insbesondere der Übergang von der Energieskala  $J$  und den ihr entsprechenden immer noch hohen Temperaturen von ca. 1000 K zu der Niedrigtemperaturskala der Supraleitungstemperatur  $T_c \approx 100$  K vollzogen werden und zwar so, dass man gleichzeitig die bei tiefen Temperaturen vorliegenden, konkurrierenden nahezu entarteten AF- bzw. SL-Ordnungen wie mit einem „Vergrößerungsglas“ energetisch unterscheiden kann.

Eine weitere Herausforderung hierbei sind neue Ergebnisse, die zeigen, dass der Übergang zu tiefen Temperaturen unkonventionell abläuft [2]. In der konventionellen BCS-Beschreibung bilden sich Paare mit der Bindungsenergie  $2\Delta \approx k_B T_c$ . Photonen mit einer Energie kleiner als  $2\Delta$  können deshalb nicht absorbiert werden. Im SL-Zustand ändert sich daher das Absorptionsspektrum gegenüber dem Normalzustand auf der Energieskala  $2\Delta + \hbar\omega_0$ . Setzt man typische Werte für die HTSL ein ( $\hbar\omega_0$ : max. Phononen-Energie  $\approx 80$  meV,  $\Delta_{\text{HTSL}} \approx 25$  meV), so erwartet man Änderungen auf der Skala 0,1 eV, was sich auch nicht entscheidend für magnetische Anregungen ändert ( $\hbar\omega_0$ : max. Magnonen-Energie  $\approx 200$  meV). Die neuen Experimente zeigen dagegen, dass Änderungen in der optischen Leitfähigkeit im sichtbaren Bereich, d. h. bei drastisch höheren Energien bis zu  $\hbar\omega \approx 2$  eV, beim Übergang in den SL Zustand auftreten. Noch ist unklar, welche der Theorien mit diesem Ergebnis in Einklang zu bringen ist.

Der Übergang zu tiefen Temperaturen wird im Wesentlichen in drei Richtungen verfolgt. Ein vielver-

sprechender Ansatz sind Renormierungsgruppen-Verfahren für die oben erwähnten phänomenologischen Modelle. Sie sind allerdings bisher auf den „weak coupling“-Fall beschränkt [6]. Auch die numerischen Verfahren haben beeindruckende Fortschritte gemacht, insbesondere sog. variationelle Quanten-Monte-Carlo Verfahren [7]. Unter Experten ist jedoch klar, dass Aussagen verfrüht sind, die hier von einem Nachweis langreichweitiger Ordnung im SL-Zustand sprechen. Für stark koppelnde Versionen des Hubbard-Modells wurde andererseits die Näherung sog.

„großer Spins“ („large N“) erfolgreich benützt. Hier werden die konkurrierenden Ordnungen auf die Nähe eines quantenkritischen (bei  $T=0$  K) Phasenübergangs zurückgeführt [8]. Schließlich versucht die SO(5)-Theorie, die Symmetrie als ordnendes Prinzip, als eine Art „Vergrößerungsglas“ zur energetischen Aufschlüsselung der konkurrierenden Ordnungen bei tiefen Temperaturen zu benützen. Sie erklärt als phänomenologische Theorie eine Reihe von Experimenten, u. a. das komplexe Phasendiagramm bei tiefen Temperaturen [5]. Allerdings ist hier der detaillierte Zusammenhang mit Hubbard- und t-J-Modellen, die viele experimentelle Daten reproduzieren, noch offen, wenngleich gerade die variationellen QMC-Verfahren einen „Brückenschlag“ und eine Konvergenz der verschiedenen Richtungen andeuten [7].

WERNER HANKE

- [1] *H. He et al.*, *Science* **295**, 1045 (2002)
- [2] *H. J. A. Molegraaf et al.*, *Science* **295**, 2239 (2002), und Ref. darin
- [3] *P. W. Anderson*, *Science* **235**, 1196 (1987), s. auch: *W. Hanke, A. Muramatsu, G. Dopf*, *Phys. Bl.*, Dezember 1991, S. 1061, und *D. J. Scalapino*, *Phys. Rep.* **250**, 329 (1995)
- [4] s. z. B. *D. Manske et al.*, *Phys. Rev. B* **63**, 054517 (2001), und Ref. darin
- [5] *W. Hanke, R. Eder, E. Arrigoni*, *Phys. Bl.*, Mai 1998, S. 436, und *A. Dorneich et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 057003-1 (2002)
- [6] *C. J. Halboth, W. Metzner*, *Phys. Rev. B* **61**, 7364 (2000), und *C. Honerkamp, M. Salmhofer, N. Furukawa, T. M. Rice*, *Phys. Rev. B* **63**, 035109 (2001)
- [7] s. z. B. *S. Sorella et al.*, *cond-mat* 0110460 (2001), und Ref. darin
- [8] *M. Vojta, Y. Zhang, S. Sachdev*, *Phys. Rev. B* **62**, 6721 (2000), und *Science* **286**, 2479 (1999)