

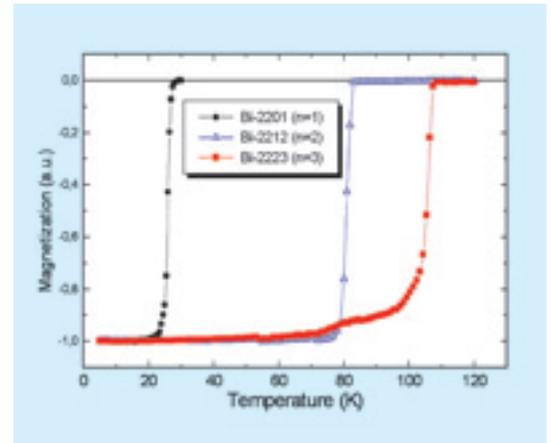
Recardo Manzke  
Alica Krapf  
Lenart Dudy  
Beate Müller  
Christoph Janowitz

## Die elektronische Struktur der Wismut-Hochtemperatur- Supraleiter

Ein Ziel unserer Forschung ist das mikroskopische Verständnis des Mechanismus der Hochtemperatur-Supraleitung. Hierbei verfolgen wir zwei Strategien: Anwendung von Spektroskopien möglichst hoher Auflösung zur Untersuchung der elektronischen Struktur – im Mittelpunkt steht hier die winkelaufgelöste Photoemission – und systematische Variation der supraleitenden Materialien und ihrer Eigenschaften durch eine eigene Kristallzucht, wobei wir uns hier auf die Bi-Familie mit der Strukturformel  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$  spezialisiert haben. Hier sind wir in der Lage, Einkristalle von  $n=1$  ( $T_{c,\text{max}}=35\text{K}$ ) bis  $n=3$  ( $T_{c,\text{max}}=110\text{K}$ ) herzustellen und die Konzentration der Löcher durch Dotierung mit dreiwertigen Elementen nahezu kontinuierlich zu verändern. Neuerdings gelingt uns auch ein »sanfteres« Dotierungsverfahren durch gezielte Substituierung des Bi durch Pb. – In einem aktuellen Vorhaben führen wir Untersuchungen zur Eindimensionalität der elektronischen Struktur der  $\text{CuO}_2$ -Ebenen dieser Materialien mittels polarisationsabhängiger Photoemission durch, über die hier beispielhaft berichtet wird. Die von uns erstmalig beobachtete Eindimensionalität der  $\text{CuO}_2$ -Ebene könnte eine Schlüsselrolle in der Aufklärung der Hochtemperatur-Supraleitung einnehmen.

Auch siebzehn Jahre nach Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleiter durch Bednorz und Müller [1] steckt die Erforschung dieser Materialien noch voller ungelöster Fragen. Dieses gilt sowohl für den normalleitenden wie für den supraleitenden Zustand, so dass wir heute von einem Verständnis der Hochtemperatur-Supraleitung trotz intensiver Forschung und vieler theoretischer Modellvorschläge noch weit entfernt sind (siehe [2]).

Für die schrittweise mikroskopische Aufklärung der Hochtemperatur-Supraleitung nahm aus experimenteller Sicht bisher die höchstauflösende Photoelektronenspektroskopie eine Schlüsselstellung ein [3]. Als Beispiele möge die Bestimmung der schwach dispergierenden, von Cu-O-Zuständen abgeleiteten Bänder an der Fermi-Energie und die Topologie der daraus resultierenden lochartigen Fermi-Fläche [4] und die Anisotropie der Supraleitungsenergielücke sowie die damit verbundene d-Wellen-Symmetrie des Ordnungs-



parameters [5] erwähnt sein. Einzigartig für die Hochtemperatur-Supraleiter ist das Auftreten einer sogenannten Pseudo-Energielücke oberhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  [6], die für lochunterdotierte Proben besonders deutlich wird. Pseudo-Energielücken wurden im Rahmen des RVB-Modells von P.W. Anderson [7] bereits sehr früh vorhergesagt.

Unser heutiges Verständnis der Hochtemperatur-Supraleitung, wie es sich aus experimentellen Ergebnissen der Photoemission und anderer Techniken im Vergleich zu theoretischen Modellen darstellt, lässt sich im Phasendiagramm der  $\text{CuO}_2$ -Ebene zusammenfassen (siehe Abb. 1 und die Legende). Die Vielfalt der Phasen, die Nähe von Antiferromagnetismus und Supraleitung und insbesondere das Auftreten einer Pseudolücke machen das Verständnis so schwierig und die Hochtemperatur-Supraleitung so einzigartig [8,9]. Neueste Untersuchungen deuten darauf hin, dass die Übergangstemperatur in die Pseudolückenphase  $T^*$  unabhängig von der Anzahl der  $\text{CuO}_2$ -Ebenen pro Einheitszelle, also eine universelle Eigenschaft der  $\text{CuO}_2$ -Ebene ist. Dieses weist auf eine mit zunehmender Löcherkonzentration abnehmende Paarwechselwirkung hin, die am  $T_{1n}$ -Übergang maximal ist.  $T_c$  ist dann durch die Dichte der Paare (»superfluid density«) bestimmt. Besonders interessant ist in diesem Zusammenhang auch, dass mittels des Nernst-Effektes in der Pseudolückenphase ungeordnete verschlungene Fluss-schläuche (»vortex liquid«) beobachtet werden.

Aktuell bestehen viele Forschungsbemühungen darin zu prüfen, inwieweit ein solches Phasendiagramm für die

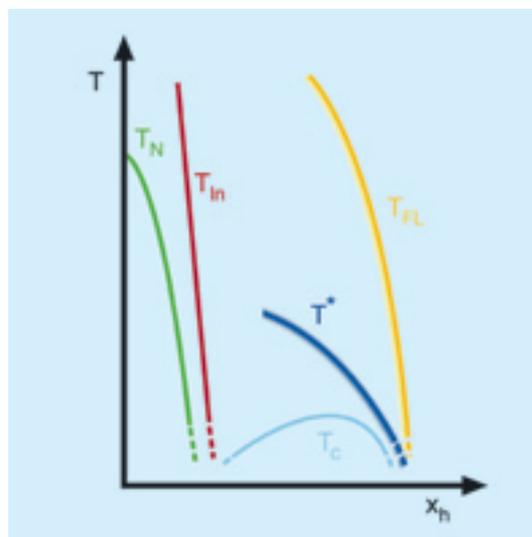


Abb. 1

Phasendiagramm der  $\text{CuO}_2$ -Ebene in Abhängigkeit von der Löcherkonzentration  $x_h$ .

$T_{FL}$  deutet eine Phasengrenze zwischen Fermi-Flüssigkeits- und Nicht-Fermi-Flüssigkeitsverhalten an, d.h. zwischen einem korrelierten Fermi-Flüssigkeitsmetall und einem hochkorrelierten dotierten »charge transfer (CT)«-Isolator (siehe [8]).  $T_{1n}$  trennt den metallischen CT-Isolator vom isolierenden, und bei sehr geringer Löcherkonzentration geht der CT-Isolator unterhalb  $T_N$  in die Néel-Phase eines langreichweitig geordneten Antiferromagneten über. Den makroskopisch supraleitenden Zustand findet man unterhalb  $T_c$ . Einzigartig für die Hochtemperatur-Supraleiterkuprate ist die Ausbildung einer Pseudolückenphase im Bereich zwischen  $T_c$  und  $T^*$ , die durch eine Energielücke bereits oberhalb des Supraleitungsbereichs gekennzeichnet ist. Eine Erklärung dafür könnte ein lokales Auftreten von Paarbildung sein [9].

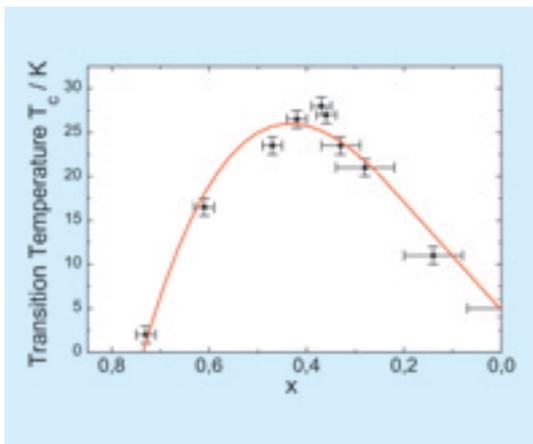


Abb. 2

Links: Magnetische Suszeptibilität von Einkristallen der Bi-Hochtemperatur-Supraleiter. Rechts: Sprungtemperatur  $T_c$  des Einschichtmaterials  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$  in Abhängigkeit von der La-Konzentration  $x$ . Mit steigendem  $x$  nimmt die Löcherkonzentration in den  $\text{CuO}_2$ -Ebenen ab. Die Darstellung ist bereits ca. 2 Jahre alt. Inzwischen liegen mehr als 30 Messpunkte (verschiedene Kristalle) vor, und es ist darüber hinaus auch eine Dotierung mit Pb möglich. Diese Proben zeichnen sich durch höheres  $T_c$  und einen verschwindend geringen Überschuss an Sauerstoff in den BiO-Ebenen aus, wodurch die  $(5 \times 1)$ -Überstruktur in Beugungsexperimenten und auch in der Fermi-Fläche verschwindet.

Hochtemperatur-Supraleitung universell gültig ist, und die Mechanismen hinter den einzelnen Phasen weiter aufzuklären. Dieses ist in kürzester Form auch das Forschungsziel unserer Arbeitsgruppe. Allerdings ist unser Ansatz z.Zt. im Unterschied zu anderen Gruppen der, zuerst die  $\text{CuO}_2$ -Ebene, das universelle Element der Hochtemperatur-Supraleiter, zu verstehen, bevor man kompliziertere Vielschichtsysteme betrachtet. Daher konzentrieren sich unsere aktuellen Untersuchungen im Wesentlichen auf  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ , einem Hochtemperatur-Supraleiter mit einer  $\text{CuO}_2$ -Schicht pro Einheitszelle (kurz Bi-2201), und der Variation der Löcherkonzentration über den gesamten Dotierungsbereich (Abb. 2), wobei uns hier die eigene Kristallzucht sehr zu Gute kommt. Bei der Vielzahl heute bekannter Hochtemperatur-Supraleiter haben wir uns auf die Wismut-Familie spezialisiert, wobei Beispiele zur Suszeptibilität unserer Einkristalle in Abb. 2 gezeigt sind, und zwar vom »Einschichter«  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ , mit einer  $\text{CuO}_2$ -Schicht pro Einheitszelle ( $n=1$  oder Bi-2201), »Zweischichter«  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , ( $n=2$  oder Bi-2212) und »Dreischichter«  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  ( $n=3$  oder Bi-2223).

Ein weiterer Grund ist, dass man bei all den ausgezeichneten und wichtigen Photoemissionsresultaten feststellen muss, dass nach wie vor unser heutiges experimentelles »Photoemissionswissen« zu den Kupraten überwiegend auf Ergebnissen eines Materials beruht, dem  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Erst seit kurzem und durch viele Beiträge unserer Arbeitsgruppe ist mit systematischen Untersuchungen der Einschichtmaterialien, Bi-2201, z.B. [11–17], und des Dreischichtmaterials, Bi-2223 [18–20], begonnen worden.

Endgültig geklärt ist nach unserer Einschätzung jetzt die Universalität der Fermi-Fläche der Hochtempera-

tur-Supraleiter, was noch kürzlich für erhebliche Unruhe gesorgt hat. Ihre Topologie mit ausgedehnten lochartigen Taschen um die äquivalenten X(Y)-Punkte der Brillouin-Zone (siehe auch Abb. 3) galt seit der detaillierten Untersuchung von Ding et al. [21] an Bi-2212 als etabliert, die jedoch durch neuere experimentelle Arbeiten grundlegend in Frage gestellt wurde [22,23]. Die Autoren interpretierten ihre Ergebnisse so, dass eine elektronenartige Fermi-Fläche um den  $\Gamma$ -Punkt herum existiert. Durch weitere Untersuchungen von Bi-2212 konnte allerdings die ursprünglich gefundene lochartige Topologie der Fermi-Fläche klar bestätigt werden [24–26]. Darüber hinaus wurde auch die Fermi-Fläche des Einschichters [17], d.h. die der weitgehend ungestörten  $\text{CuO}_2$ -Ebene, und des Dreischichters [18] untersucht. Die experimentell bestimmten Fermi-Flächen von Bi-2201 und Bi-2223

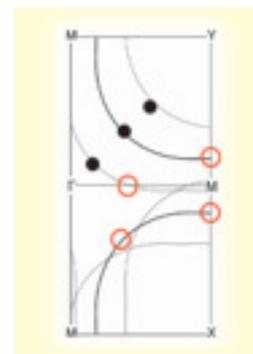
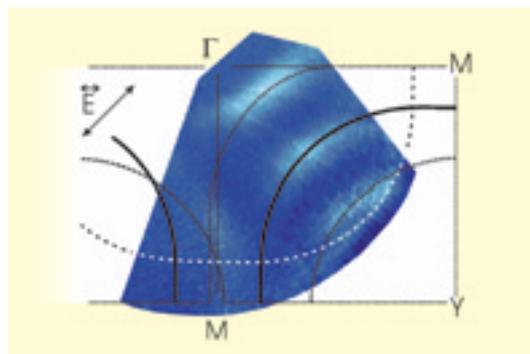
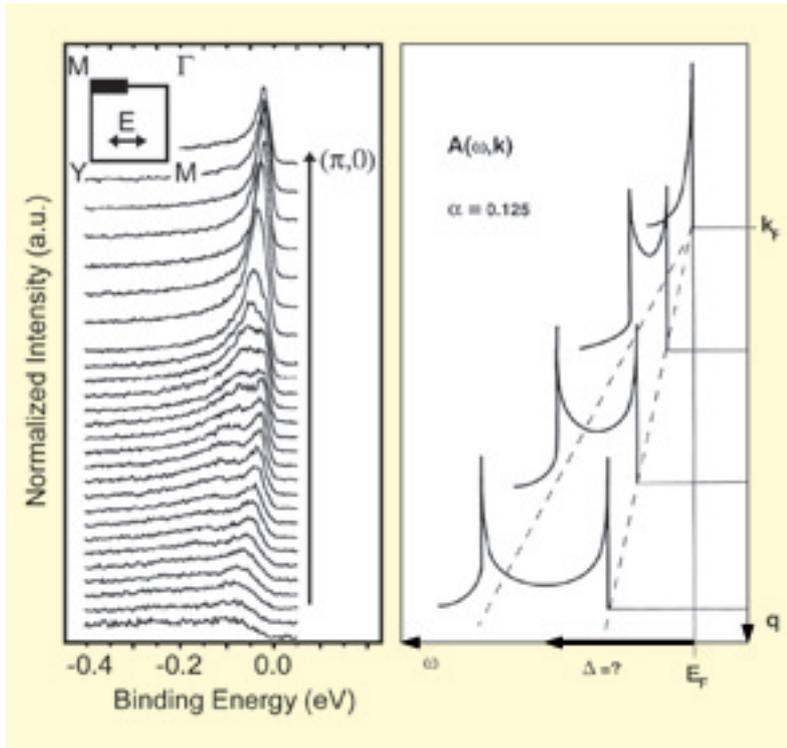


Abb. 3

Zweidimensionale Fermi-Fläche der  $\text{CuO}_2$ -Ebene. Links: Einschichtmaterial,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ , bei optimaler Dotierung mit  $x=0,38$  [27]. Rechts: Durchtritte des  $\text{CuO}$ -Bandes durch die Fermi-Energie beim Dreischichtmaterial,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  [18]. Unterlegt ist jeweils die Fermi-Fläche des Zweischichtmaterials,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [21]. Neben der Fermi-Fläche des Hauptbandes (schwarz) ist auch die der inkommensurablen  $(5 \times 1)$ -Überstruktur der BiO-Ebenen (gepunktete bzw. helle Linien) und der antiferromagnetischen  $(2 \times 2)$ -Überstruktur (gestrichelt) angegeben.  $\underline{E}$  ist der elektrische Feldvektor des anregenden Lichtes.

sind innerhalb der Fehlergrenzen identisch mit der von Bi-2212 (siehe auch Abb. 3), was deutlich auf ihre Universalität für die Hochtemperatur-Supraleitung hinweist. Die Fermi-Fläche ist also eine Eigenschaft der zweidimensionalen  $\text{CuO}_2$ -Ebene und in Mehrschichtsystemen nur wenig verändert.

Darüber hinaus ist am Zweischichtmaterial Bi-2212 das Auftreten von Interlagen-Effekten aufgrund der Wechselwirkung zwischen den benachbarten  $\text{CuO}_2$ -Ebenen intensiv untersucht worden. Erstmals ist der Einfluss auf die  $\text{CuO}$ -abgeleiteten Bänder bzw. Fermi-Fläche in Form einer kleinen Aufspaltung beobachtet worden (sog. »bi-layer splitting«), die im Bereich des M-Punktes der Brillouin-Zone ihren maximalen Wert hat und in der nodalen Richtung ( $\Gamma$ -Y) verschwindet [28]. Die Aufspaltung würde auch in einfacher Weise die charakteristische Spektralfunktion (»peak-dip-hump«) des Zweischichtmaterials im Bereich des M-Punktes erklären, wobei der sog. »hump« beim Einschichtmaterial auch tatsächlich nicht auftritt. Allerdings wird diese Interpretation zur Zeit noch kontrovers diskutiert, wobei das Minimum in der Spektral-



**Abb. 4**  
 Vergleich der experimentellen Dispersion der Anregungen S und H entlang der Cu-O-Bindungsrichtung (links) mit den Spinon- und Holon-Dispersionsästen in der Spektralfunktion  $A(\omega, k)$  eines Tomonaga-Luttinger-Modells (rechts [32]).  
 Die Spektrenserie wurde bei  $T=45\text{K} (>T_c)$  und einer Photonenergie von  $h\nu=22\text{eV}$  durchgeführt. Der überstrichene  $k$ -Bereich ist im Einheitszelle als dicke Linie gezeigt.  $\vec{E}$  ist parallel zur Messenebene. Die Energieauflösung (Analytator plus Monochromator plus Temperatur) betrug  $16\text{meV}$ , die Winkelauflösung  $0,18^\circ$ . Mit dieser Auflösung ist es möglich, die Aufspaltung des sog. »sharp peak« etwas abseits des  $M$ - bzw.  $(\pi, 0)$ -Punktes direkt zu messen, bevor ihre Intensität im Untergrund verschwindet.

funktion (»dip«) als durch die Kopplung an eine kollektive Anregungsmode (hier eine Spinwelle) verursacht angesehen und theoretisch begründet wird [29]. Das wäre dann die gleiche Ursache wie für die beobachtete Renormalisierung der Dispersion des CuO-abgeleiteten Bandes bei ca.  $70\text{meV}$  Bindungsenergie (sog. »kink«), wobei allerdings auch von einigen Wissenschaftlern die Kopplung an eine starke Phononenmode favorisiert wird [30]. Nach heutigem Stand ist die Renormalisierung entlang der nodalen Richtung ( $\Gamma$ -X(Y)) relativ schwach und auch oberhalb von  $T_c$  zu beobachten, entlang der antinodalen Richtung ( $\Gamma$ -M) ist sie besonders stark ausgeprägt und nur unterhalb von  $T_c$  zu beobachten. So könnten gegebenenfalls beide Interpretationen zutreffend sein. Allerdings zeigen nach neuesten Arbeiten die Einschichtmaterialien keine Renormalisierung. Das würde darauf hindeuten, dass der »kink« bei aller interessanter Physik für den Mechanismus der Hochtemperatur-Supraleitung letztlich nicht entscheidend ist.

Wenn wir noch einmal auf die bereits oben erwähnte zweidimensionale Fermi-Fläche der CuO<sub>2</sub>-Ebene zurückkommen, so hat die Beobachtung einer Eindimensionalität in der elektronischen Struktur dieser Ebene [13,16] große Aufmerksamkeit gefunden. Es wird bei verschiedenen Löcherdotierungen beobachtet, dass von dem vom Zweischichtmaterial her bekannten sog. »sharp peak« der »peak-dip-hump«-Struktur sich beim Einschichtmaterial (Bi,Pb)-2201 entlang der  $\Gamma$ -M-Richtung der Brillouin-Zone (Richtung der Cu-O-Bindungen) ein weiterer, noch schärferer Peak abspaltet. Beide Anregungen besitzen unterschiedliche Dispersion, wobei eine (mit H bezeichnet) der Dispersion des CuO-Bandes folgt und die abgespaltene (mit S bezeichnet) nur sehr schwach dispergiert. In Abb. 4 ist die Aufspaltung in einer impulsabhängigen Serie von Photoemissionsspektren gezeigt. Erstmals beobachtet wurde die Aufspaltung in Unter-

suchungen bei BESSY [13]. Mit der besonders hohen Energie- und Winkelauflösung und der Intensität eines Undulatorstrahls konnten die Emissionsmaxima S und H aufgrund ihres unterschiedlichen Dispersionsverhaltens bei einem Messaufenthalt am Synchrotron Radiation Center in Madison/Wisconsin (U.S.A.) sogar direkt getrennt werden. Außerdem muss die Polarisation des Synchrotronlichtes wie in Abb. 4 angegeben gewählt werden.

Auch andere Richtungen des  $\underline{k}$ -Raumes wurden auf ein Auftreten der Doppelstruktur hin untersucht, allerdings wurde sie in keinem anderen Bereich der Brillouin-Zone beobachtet. Das bedeutet, dass die Abspaltung der Anregung S von H auf die Richtung der Kupfer-Sauerstoff-Bindungen beschränkt ist. Interessanterweise tritt die Anregung S sogar immer nur entlang einer der beiden äquivalenten, um  $90^\circ$  zueinander liegenden Cu-O-Bindungsrichtungen auf. Dieses wird als ein *eindimensionaler* Effekt in der elektronischen Struktur der zweidimensionalen CuO<sub>2</sub>-Ebene gedeutet. Senkrecht zu der  $\Gamma$ M-Richtung, in der S auftritt, sind die Dispersionen von S und H sehr klein. Erst in der Nähe der 2D-Fermi-Flächen verschmelzen S und H und treten gemeinsam durch die Fermi-Energie. Dieses für Eindimensionalität typische Verhalten sowie die  $90^\circ$ -Asymmetrie wurde an unterschiedlichen Proben, verschiedener Dotierung, verschiedenen Temperaturen und auch an Pb-dotierten Bi-2201-Kristallen beobachtet. Die temperaturabhängigen Messungen haben weiterhin ergeben, dass die abgespaltene Anregung S nur in der Pseudolückenphase (siehe Abb. 1) auftritt und sehr wahrscheinlich magnetischen Ursprungs ist [13,31]. Inzwischen ist die Aufspaltung auch beim Zweischichtmaterial (Bi,Pb)-2212 gefunden worden, was auf eine universelle Eigenschaft der CuO<sub>2</sub>-Ebene der Kuprat-Hochtemperatur-Supraleiter hindeutet.

Eine Erklärung für die Aufspaltung des CuO-abgeleiteten Bandes würde das Tomonaga-Luttinger (TL)-Modell für eindimensionale elektronische Systeme und die daraus resultierende Separation des Spin- und Ladungsfreiheitsgrades liefern. Diese entsprechen dann unseren Emissionsmaxima S und H, die dann einer entsprechenden Spinon- und Holon-Anregung zuzuordnen wären. Beide Anregungen bewegen sich im Gitter mit unterschiedlicher Geschwindigkeit, deshalb die verschiedenen Dispersionen (siehe auch Abb. 5). Ein sehr suggestiver Vergleich zwischen einer eindimensionalen spektralen Funktion  $A(\omega, k)$  des TL-Modells für einen realistischen Kopplungsparameter  $\alpha$  mit unserem Experiment ist in Abb. 4 gezeigt. Die gewählte theoretische Spektralfunktion entspricht

dabei im Rahmen des Emery-Luther-Modells einer Spektralfunktion eines »charge transfer (CT)«-Isolators (siehe auch Abb. 1).

Mögliche Ursachen für die Eindimensionalität der elektronischen Struktur der  $\text{CuO}_2$ -Ebene und das Auftreten der Anregungen S und H werden anhand neuer theoretischer Vielteilchenkonzepte in [16] diskutiert. Alle weisen letztlich auf einen Nicht-Fermi-Flüssigkeitscharakter des Grundzustandes hin. Obwohl die Struktur der Kuprate zweidimensional ist, gibt es zunehmend experimentelle und theoretische Hinweise, dass in bestimmten Temperatur-Konzentrations-Bereichen des Phasendiagramms (Abb. 1) durch lokale, streifenförmige Korrelationen die elektronische Struktur quasi-eindimensional wird. Es wurden statische und dynamische Ladungsinhomogenitäten (sog. »stripes«) in stark korrelierten Elektronensystemen gefunden [8], wobei diese Beobachtungen nicht auf die Hochtemperatur-Supraleiter beschränkt sind. Neben den bekannten Neutronenstreuexperimenten, beispielsweise an den Nd-dotierten  $\text{LaSrCuO}$ -Einschicht-Kupraten, weisen auch andere Untersuchungen, wie z.B. die Raster-Tunnelmikroskopie, auf einen eindimensionalen, streifenartigen Charakter entlang der  $\Gamma$ -M-Richtung hin. Ob allerdings die beobachtete Spin-Ladungstrennung eine Eindimensionalität der  $\text{CuO}_2$ -Ebene materiell in Form von »stripes« voraussetzt oder ob lediglich ihre elektronische Struktur durch die Trennung dieser Freiheitsgrade geprägt ist, müssen zukünftige Untersuchungen zeigen. Quantitative Vergleiche zwischen der experimentellen Spektralfunktion und der eines zweidimensionalen Luttinger-Flüssigkeitsmodells zeigen große Übereinstimmungen [33]. Letztlich wurde hierauf auch schon von P.W. Anderson [7] mit Einführung des tomographischen Luttinger-Modells hingewiesen, das zu einem Luttinger-Flüssigkeitsverhalten mit Spin- und Ladungstrennung führt. In diesem Zusammenhang wären die hier beschriebenen experimentellen Ergebnisse zur Eindimensionalität der  $\text{CuO}_2$ -Ebene von Bi-2201 eine erste direkte Beobachtung in der elektronischen Struktur eines Hochtemperatur-Supraleiters.

#### References

- [1] Bednorz, J.G./Müller, K.A.: Z. Phys. B64, 189 (1986).  
 [2] 7<sup>th</sup> Int. Conf. on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductivity M2S-HTSC (Rio de Janeiro, Brazil), 25.–30.05.2003; to be published in Physica C (2004).  
 [3] Nach dem Nobel-Preisträger P.W. Anderson nimmt die Photoemission bei der Aufklärung der Hochtemperatur-Supraleiter eine ebenso wichtige Rolle ein wie die Tunnelspektroskopie bei den konventionellen Supra-

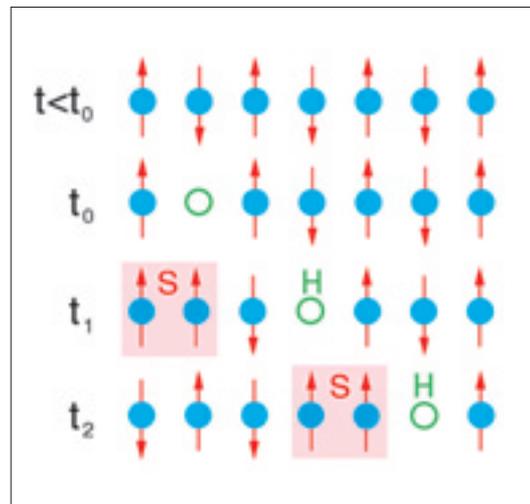


Abb. 5

Zur Veranschaulichung der Spin-Ladungstrennung in einer eindimensionalen anti-ferromagnetischen Kette. Zum Zeitpunkt  $t_0$  wird ein Loch in der Kette gebildet, z.B. durch entsprechende Dotierung. Durch Platzwechselfvorgänge bewegt sich das Loch durch die Kette, und nach bereits zwei Platzwechselfen nach rechts (Zeitpunkt  $t_1$ ) sind die neu in der Kette entstandenen Anregungen S (=Spinon) und H (=Holon) klar voneinander getrennt. Diese bewegen sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durch die Kette (Zeitpunkt  $t_2$ ). Insbesondere erkennt man, dass die Bewegung des Spinons immer das Umklappen eines Spins erfordert, also diese gegenüber der Holon-Bewegung behindert ist.

leitern. Darin ist die starke Forschungsförderung amerikanischer Photoemissionsgruppen in den letzten 10 Jahren begründet.

- [4] Shen, Z.-X./Dessau, D.S.: Phys. Reports 253, 1 (1995) and references therein.  
 [5] Mesot, J./Norman, M.R./Ding, H./Randeria, M./Campuzano, J.C./Paramakanti, A./Fretwell, H.M./ Kaminski, A./Takeuchi, T./Yokoya, T./Sato, T./Takahashi, T./Mochiku, T./Kadowaki, K.: Phys. Rev. Lett. 83, 840 (1999) and references therein.  
 [6] Loeser, A.G./Shen, Z.-X./Dessau, D.S./Marshall, D.S./Park, C.H./Fournier, P./Kapitulnik, A.: Science 273, 325 (1996); Ding, H./Yokaya, T./Campuzano, J.C. /Takahashi, T./Randeria, M./Norman, M.R./Mochiku, T./Kadowaki, K./Giapinzakis, J.: Nature 382, 51 (1996).  
 [7] Anderson, P.W., in: The Theory of Superconductivity in the High- $T_c$  Cuprates (Princeton Univ. Press, Princeton, New Jersey, 1997), Chap. 3.  
 [8] Orenstein, J./Millis, A.J.: SCIENCE 288, 468 (2000).  
 [9] Emery, V.J./Kivelson, S.A./Zacher, O.: Phys. Rev. B 56, 6120 (1997).  
 [10] Xiong, J.W./Zhao, Z.-X./Dessau, D.S.: Phys. Rev. Lett. 79, 143 (1997).  
 [11] Tohyama, T./Maekawa, S.: Supercond. Sci. Technol. 13, 17 (2000).  
 [12] Manzke, R./Müller, R./Schneider, M./Janowitz, C./Krapf, A./Müller, A./Dwelk, H.: J. Superconductivity 13, 883 (2000).  
 [13] Manzke, R./Müller, R./Janowitz, C./Schneider, M./Krapf, A./Dwelk, H.: Phys. Rev. B (Rapid Commun.) 63, 100504 (2001).  
 [14] Janowitz, C./Müller, R./Schneider, M./Krapf, A. /Ast, C./Höchst, H./Manzke, R.: Physica C 354–365, 600 (2001).  
 [15] Sato, T./Kamiyama, T./Naitoh, Y./Takahashi, T./Chong, I./Terashima, T./Takano, M.: Phys. Rev. B 63, 132502 (2001).  
 [16] Janowitz, C./Müller, R./Dudy, L./Krapf, A./Manzke, R./Ast, C./Höchst, H.: Europhysics Letters 60, 615 (2002).  
 [17] Janowitz, C./Müller, R./Dudy, L./Unger, R.-St./Krapf, A./Manzke, R./Ast, C./Höchst, H.: Applied Phys. A 76, 673 (2003).  
 [18] Müller, R./Janowitz, C./Schneider, M./Unger, R.-St./Krapf, A./Dwelk, H./Müller, A./Dudy, L./Manzke, R./Höchst, H.: Journal of Superconductivity 15, 147 (2002).



**Prof. Dr. Recardo Manzke**

Jg. 1949, Studium der Physikalischen Technik (FH Wedel) und der Physik (Universität Hamburg), Promotion am Forschungszentrum Jülich und der Universität Köln über »Helium-Blasen in Metallen«, Forschungsaufenthalt am Synchrotron Radiation Center (Madison/Wisc.), Habilitation an der Universität Kiel über »Hochauflösende Photoelektronenspektroskopie und Anwendungen zur elektronischen Struktur von Festkörperoberflächen«, seit 1994 Professur am Institut für Physik der Humboldt-Universität und Leiter der Arbeitsgruppe »Elektronische Eigenschaften und Supraleitung«.

**Kontakt**

Humboldt-Universität zu Berlin  
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I  
Institut für Physik  
Newtonstr. 15  
D-12489 Berlin-Adlershof  
Tel.: +49-30-2093-7853  
Fax: +49-30-2093-7795  
E-Mail: recardo.manzke@physik.hu-berlin.de  
<http://htc.physik.hu-berlin.de/>



**Dr. Alica Krapf**

Jg. 1943, Studium an der Karl-Universität Prag und der TU Sankt Petersburg, Promotion an der TU Sankt Petersburg und dem Yoffe-Institut in Sankt Petersburg über »Herstellung und Charakterisierung neuer halbleitender Verbindungen«; seit 1973 Wissenschaftliche Mitarbeiterin im Institut für Physik der Humboldt-Universität und jetzt verantwortlich für die Züchtung der untersuchten Hochtemperatur-Supraleiter.



**Dipl.-Phys. Lenart Dudy**

Jg. 1975, ab 1996 Physikstudium an der UGH Duisburg und ab 1999 an der Humboldt-Universität. 2002 Diplomarbeit über winkel aufgelöste Photoemission und eindimensionales Verhalten des Hochtemperatursupraleiters Bi2201. Seitdem Promotion in der Arbeitsgruppe Elektronische Eigenschaften und Supraleitung mit dem in der Diplomarbeit erarbeiteten Themenschwerpunkt.



**Dipl.-Phys. Beate Müller**

Jg. 1978, 1998–2004 Studium der Physik an der Humboldt Universität zu Berlin, 2004 Diplomarbeit zur »Aufspaltung des CuO-Bandes in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ «, seit Oktober 2004 Doktorandin in der Arbeitsgruppe Elektronische Eigenschaften und Supraleitung.



**Dr. habil.**

**Christoph Janowitz**

Jg. 1957, Physikstudium an der TU Braunschweig und der Universität Kiel, Promotion, PostDoc an der Iowa State University und am MPI für Festkörperforschung. Seit 1995 am Institut für Physik der Humboldt-Universität. Habilitation über »Photoemission an 3-, 2- und (2- $\delta$ )-dimensionalen Festkörpern«. 2003 Gastprofessur an der Universität Krakau.

[19] Feng, D. L./Damascelli, A./Shen, K. M./Motoyama, N./Lu, D. H./Eisaki, H./Shimizu, K./Shimoyama, J.-I./Kishio, K./Kaneko, N./Greven, M./Gu, G.D./Zhou, X. J./Kim, C./Ronning, F./Armitage, N. P./Shen, Z.-X.: Phys. Rev. Lett. 88, 107001 (2002).

[20] Sato, T./Matsui, H./Nishina, S./Takahashi, T./Fujii, T./Watanabe, T./Matsuda, A.: e-print cond-mat/0108415.

[21] Ding, H./Bellman, A.F./Campuzano, J.C./Randeria, M./Norman, M.R./Yokoya, T./Takahashi, T./Katayama-Yoshida, H./Mochiku, T./Kadowaki, K./Jennings, G./Brivio, G.P.: Phys. Rev. Lett. 76, 1533 (1996).

[22] Chuang, Y.D./Gromko, A.D./Dessau, D.S./Aiura, Y./Yamaguchi, Y./Oka, K./Arko, A.J./Joyce, J./Eisaki, H./Uchida, S./Nakamura, K./Ando, Y.: Phys. Rev. Lett. 83, 3717 (1999).

[23] Bogdanov, P.V./Lanzara, A./Zhou, X.J./Kellar, S.A./Feng, D.L./Lu, E.D./Shimoyama, J.-I./Kishio, K./Husain, Z./Shen, Z.X.: Phys. Rev. B 64, 180505 (2001).

[24] Golden, M.S./Borisenko, S.V./Legner, S./Pichler, T./Dürr, C./Knapfer, M./Fink, J./Yang, G./Abell, S./Reichardt, G./Müller, R./Janowitz, C.: Physica C 341, 2099 (2000).

[25] Borisenko, S.V./Golden, M.S./Legner, S./Pichler, T./Dürr, C./Knapfer, M./Fink, J./Yang, G./Abell, S./Berger, H.: Phys. Rev. Lett. 84, 4453 (2000).

[26] Legner, S./Borisenko, S.V./Duerr, C./Pichler, T./Knapfer, M./Golden, M.S./Fink, J./Yang, G./Abell, S./Berger, H./Müller, R./Janowitz, C./Reichardt, G.: Phys. Rev. B 62, 154 (2000).

[27] Müller, R./Schneider, M./Janowitz, C./Unger, R.-St./Krapf, A./Dwelk, H./Manzke, R./Rosnagel, K./Kipp, L./Skibowski, M.: Superconductivity 14, 659 (2001).

[28] Chuang, Y.-D./Gromko, A.D./Fedorov, A./Dessau, D.S./Aiura, Y./Oka, K./Yoichi Ando/Eisaki, H./Uchida, S.: Phys. Rev. Lett. 87, 117002 (2001).

[29] Campuzano, J.C./Norman, M.R./Randeria, M.: e-print cond-mat/0209476 and references therein.

[30] Lanzara, A./Bogdanov, P.V./Zhou, X.J./Kellar, S.A./Feng, D.L./Lu, E.D./Yoshida, T./Eisaki, H./Fujimori, A./Kishio, K./Shimoyama, J.-I./Noda, T./Shen, Z.-X.: Nature 412, 510 (2001).

[31] Manzke, R./Dudy, L./Unger, R.-S./Krapf, A./Janowitz, C./Höchst, H.: in preparation for Science (2004).

[32] Voit, J.: Euro. Phys. J. B 5, 505 (1998).

[33] Byczuk, K./Janowitz, C./Manzke, R./Spalek, J./Wojcik, W.: Europhys. Letters 67, 1011 (2004).