

Gedehliche Grenzflächen

Grenzschichten bieten neue Perspektiven für das Design von Supraleitern mit hohen Sprungtemperaturen.

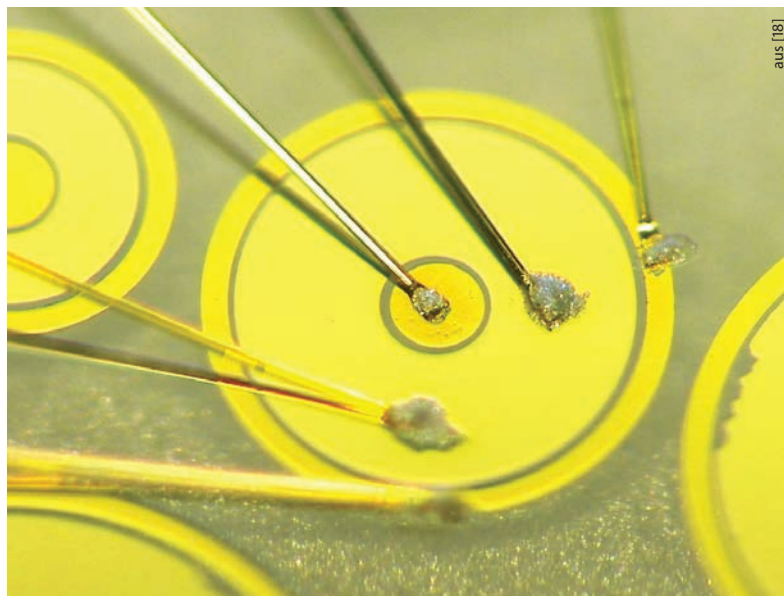
Hans Boschker, Dirk Manske und Jochen Mannhart

An Grenzflächen lassen sich Elektronensysteme realisieren, die es sonst in der Natur nicht gibt. Ein wichtiges Beispiel sind Schichtsysteme mit zweidimensionalen supraleitenden Grenzflächen, in denen die Cooper-Paare und ihre Paarwechselwirkung in verschiedenen Schichten agieren. Sie besitzen als besonderes Merkmal ultraniedrige Elektronendichten, die sich oft mit einer Gatespannung kontrollieren und optimieren lassen.

Supraleitung ist ein makroskopischer Quantenzustand von erstaunlicher Robustheit. Unterhalb der Sprungtemperatur T_c eines Supraleiters verschwindet dessen Gleichstromwiderstand. Die beweglichen Elektronen kondensieren in einen makroskopischen Wellenzustand, der aus Elektronenpaaren besteht und sich gleich einem gigantischen Molekülorbital über den gesamten Supraleiter erstreckt. Alle Elektronenpaare dieses Quantenzustandes besitzen in der Regel denselben Schwerpunktimpuls. Das Pauli-Prinzip erlaubt dies nur für Bosonen: Jeweils zwei Elektronen haben sich zu einem Cooper-Paar zusammengeschlossen. Bei der Untersuchung von Supraleitern besteht ein Ziel darin, möglichst hohe Sprungtemperaturen zu erreichen.

Ein vielversprechender Ansatz dafür ist es, supraleitende Grenzschichten in Heterostrukturen zu verwenden. Es hat sich beispielsweise gezeigt, dass in geschichteten Kristallstrukturen hohe Sprungtemperaturen möglich sind. Zwei prominente Supraleiter mit solchen Kristallstrukturen sind $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ aus der Familie der Hochtemperatur-Kuprate und $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$, ein eisenbasierter Supraleiter aus der Familie der Pniktide (Abb. 1). Beide Supraleiterfamilien besitzen eine natürliche Schichtstruktur, die für die hohe Sprungtemperatur notwendig scheint: In der Kristallstruktur von $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ befindet sich das supraleitende Elektronensystem in den CuO_2 -Ebenen, im $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ in den FeAs-Ebenen. Die anderen Lagen stabilisieren die Kristallgitter, pumpen Ladungsträger in die supraleitenden Ebenen und koppeln die übereinander liegenden Ebenen miteinander. Die Materialien kristallisieren also jeweils in einer blockartigen Struktur, in der den Schichten unterschiedliche Funktionen zukommen. Mindestens zwei Lagen müssen zusammenwirken, um Supraleitung zu erzeugen.

Heutige Techniken zur Schichtdeposition erlauben es, solche Schichtfolgen künstlich zu wachsen – in



Mikroskopische Aufnahme eines Tunnelkontakts mit einem Durchmesser von 0,7 μm . Die Goldringe kontaktieren die Elektroden des Kontakts. Die ringfö-

mige Geometrie eignet sich besonders gut zur Untersuchung der zweidimensionalen, supraleitenden Grenzschicht.

einer für die Supraleitung optimierten Abfolge. Supraleitung kann dabei sogar an der Grenzfläche zweier Materialien auftreten, die beide für sich genommen nicht supraleitend sind. Eine wichtige Idee ist hierbei, die Bildung der Cooper-Paare räumlich vom widerstandslosen Ladungstransport zu trennen. Die Sprungtemperaturen dieser Grenzflächensupraleiter liegen heute noch unter 100 K, vielfach sogar unterhalb von 4 K. Die von Grenzschichten induzierte Supraleitung überrascht aber schon jetzt mit vielfältigen und uner-

KOMPAKT

- Geschichtete, komplexe Materialien, die an ihrer Grenzfläche ein metallisches Elektronensystem ausbilden, sind Kandidaten für hohe supraleitende Sprungtemperaturen.
- Mit Hilfe angelegter Gatespannungen lässt sich die Ladungsträgerdichte in den Grenzschichten und somit auch die Sprungtemperatur kontrollieren.
- Der Einsatz von Elektrolyten zur Dotierung der Grenzflächen kann deren Ladungsträgerdichte und ihre Sprungtemperatur massiv erhöhen.
- Besonders aktuell ist die Klärung der massiven T_c -Erhöhung der noch wenig verstandenen FeSe-SrTiO_3 -Heterostrukturen.

Dr. Hans Boschker, Prof. Dr. Dirk Manske und Prof. Dr. Jochen Mannhart, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstraße 1, 70569 Stuttgart

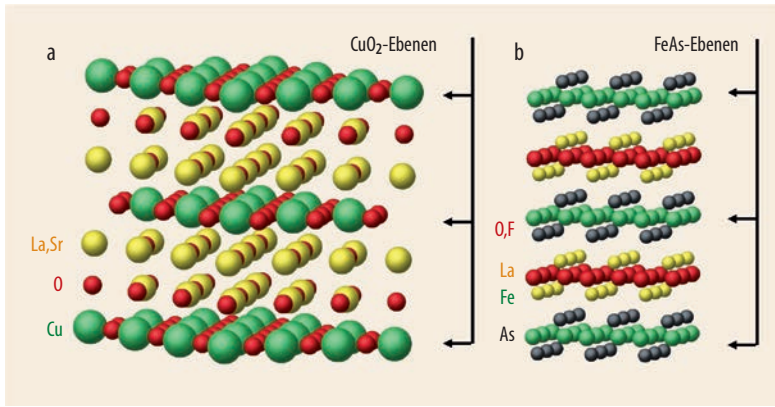


Abb. 1 Die Kristallgitter zweier Klassen von Supraleitern mit hohen Sprungtemperaturen besitzen von Natur aus Schichtstrukturen: das Hochtemperaturkuprat $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (a) und das Eisenpniktid $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ (b).

warteten Eigenschaften und eröffnet ein völlig neues Forschungsfeld.

Während der vielfältigen Erforschung der Supraleitung an Grenzflächen inspirierten sich theoretische und experimentelle Arbeiten gegenseitig [1]. 1960 zeigten erste Experimente, dass sich die Sprungtemperatur eines supraleitenden Films minimal erhöht, falls über dem Substrat ein elektrisches Feld anliegt [2]. Dieses Feld verändert die Ladungsträgerdichte an der Grenzschicht und erhöht damit die Sprungtemperatur. Ähnliche Resultate ergaben Untersuchungen von Thallium-Germanium-Bilagen [3]. Bei diesen Experimenten änderte wohl die Differenz der Austrittsarbeiten beider Materialien die Ladungsträgerdichte an der Grenzfläche und erhöhte damit die Sprungtemperatur.

Vitaly Ginzburg entwickelte in den 1960er-Jahren einen weiteren Zugang, um an Grenzschichten hohe Sprungtemperaturen zu erzielen. Er übertrug die Idee der exzitonischen Raumtemperatur-Supraleitung langgestreckter, eindimensionaler Moleküle auf zweidimensionale Grenzschichten [4]. Bei der exzitonischen Supraleitung wird die Paarwechselwirkung durch Ladungspolarisationen übertragen, die zu einer wesentlich stärkeren Bindung der Cooper-Paare führen kann als die konventionelle Elektronenkopplung über Phononen. Ginzburg erkannte, dass sich Cooper-Paare durch diesen Mechanismus an einer metallischen Oberfläche in benachbarten dielektrischen Schichten bilden könnten. John Bardeen formulierte daraufhin eine Theorie möglicher Raumtemperatur-Supraleitung an Metall-Halbleiter-Grenzschichten, die Sprungtemperaturen bis zu 800 K vorhersagt [5]. Der entscheidende Punkt ist hierbei, an den Grenzschichten die Paarwechselwirkung und den Ladungstransport zu trennen. Viele weitere Arbeiten folgten, die diese Idee verbesserten und mikroskopisch analysierten [6–10]. Gruppen um P. Esquinazi [11] und um N. S. Sidorov [12] erzielten experimentell enorm hohe Sprungtemperaturen an Grenzschichten, die bislang nicht reproduziert, aber auch nicht widerlegt wurden.

Insbesondere Kupratsupraleiter zeigen an Grenzflächen eine ganze Palette komplexer Phänomene

– verstärkt durch die niedrige Ladungsträgerdichte, die Ordnungsparametersymmetrie und Korrelations-effekte. Beispielsweise wandelt sich der Supraleiter an Korngrenzen in einen Isolator um. Diese unerwünschten isolierenden Grenzschichten bildeten das Kernproblem bei der Realisierung von Hoch- T_c -Kabeln. Die empfindlichen Reaktionen der Hochtemperatur-Supraleiter auf Grenzflächen haben die Gruppe um I. Bozovic dazu motiviert, die beschriebenen Bilagen-Experimente auf die Hochtemperatur-Kuprate zu übertragen und mit Hilfe von Molekularstrahl-epitaxie atomar genau kontrollierte Multilagender $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ -Familie zu wachsen. Unterschiedliche Dotierungsgrade x der einzelnen Lagen führen zu verschiedenen Austrittsarbeiten in den Schichten. Die Dicke der Grenzflächenschichten entspricht einer Einheitszelle, sodass ihre Raumladung die Dotierung der Kupratschichten verschiebt. Erstaunlich war das Resultat für die Grenzschicht zweier Schichtpakete, die so stark über- und unterdotiert wurden, dass sie selbst nicht supraleitend waren: Grenzflächensupraleitung trat mit einer Sprungtemperatur von 30 K auf. Durch Sauerstoffdotierung in einer Ozon-Atmosphäre ließ sich dieser Wert sogar auf 50 K steigern [13].

Schnell stellte sich die Frage, ob es auch Supraleitung in Schichtsystemen gibt, die ähnlich wie die Hochtemperatur-Kuprate aufgebaut sind (Abb. 1a), aber kein Kupfer enthalten. J. Chaloupka und G. Khaliullin gingen dieser Frage nach und schlugen vor, die supraleitenden CuO_2 -Schichten durch NiO_2 -Schichten zu ersetzen. Entsprechend dem zweidimensionalen Charakter der Kuprate sollten isolierende Schichten die NiO_2 -Blöcke trennen. Durch eine wohlüber-

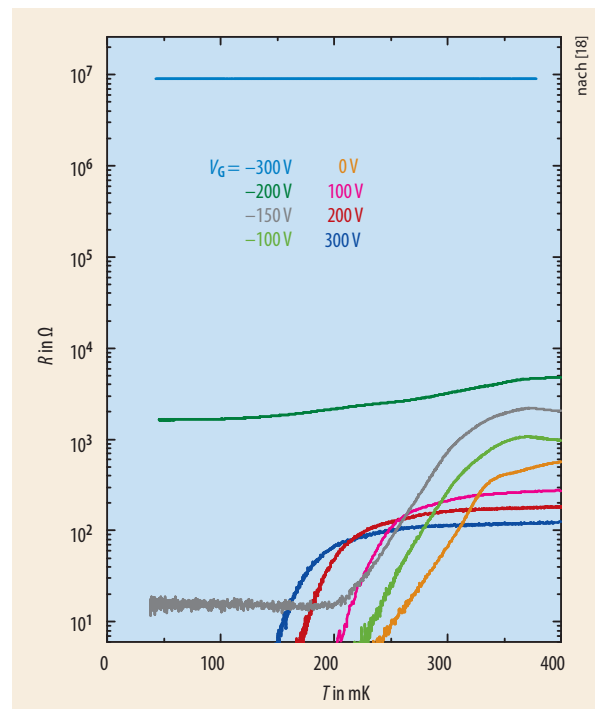


Abb. 2 Liegen an einer Heterostruktur LaAlO_3 - SrTiO_3 verschiedene Gatespannungen V_G an, verändert sich die Temperaturabhängigkeit des Widerstands R . Für viele V_G verschwindet der Widerstand unterhalb einer supraleitenden Sprungtemperatur T_c . Bei $V_G = 0$ V nimmt T_c den größten Wert an.

legte Schichtabfolge sollte es gelingen, ein Material mit der gleichen Bandstruktur wie die Hochtemperatur-Kuprate zu erschaffen [14]. Dichtefunktional-Rechnungen der resultierenden Bandstruktur unterstrichen die Gültigkeit dieses Konzepts [15]. Daher versucht die Gruppe um B. Keimer, derartige Schichtstrukturen herzustellen, fand bisher allerdings dabei noch keine Supraleitung. Eine Ursache mag der mikroskopische Wachstumsprozess der Schichten sein, der kleine Unterschiede zur erstrebten Struktur verursacht [16].

Induzierte Supraleitung an Isolator-Grenzflächen

Ein weiteres Beispiel für induzierte Supraleitung zeigt sich an den Grenzflächen der Heterostruktur $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ [17]. Beide Materialien sind Bandisolatoren. An ihrer Kontaktfläche produzieren sie verblüffenderweise ein zweidimensionales, metallisches Elektronensystem, falls das LaAlO_3 mindestens vier Monolagen dick ist. Ursache dafür ist ein starkes elektrisches Feld, das die Stapelfolge der Kristallstrukturebenen generiert. Das Elektronensystem befindet sich in den allerletzten TiO_2 -Lagen des SrTiO_3 an der Grenzfläche. Es ist wohlbekannt, dass in einem gewissen Dotierbereich das eigentlich isolierende SrTiO_3 supraleitend wird. Allerdings unterscheidet sich die Bandstruktur

von SrTiO_3 an der Grenzfläche erheblich von der des SrTiO_3 -Volumens und damit auch die an dieser Grenzschicht auftretende Supraleitung. Von Supraleitung bei Raumtemperatur ist man auch bei der Heterostruktur $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ noch meilenweit entfernt: Die Sprungtemperaturen liegen unterhalb von 500 mK.

Dessen ungeachtet eröffnet dieses System spannende experimentelle Möglichkeiten: Die Dichte supraleitender Elektronen ist sehr gering und lässt sich, ähnlich der Elektronendichte einer zweidimensionalen Halbleiterstruktur, durch Anlegen einer Gatespannung V_G kontrollieren (Abb. 2). Oberhalb der Sprungtemperatur zeigen die Messkurven kein Anzeichen von Supraleitung, und der elektrische Widerstand variiert bei dieser Probe für verschiedene Gatespannungen über fünf Größenordnungen von etwa 100Ω bis $10 \text{ M}\Omega$. Auch die Sprungtemperatur hängt von V_G ab, wobei der supraleitende, widerstandslose Ladungstransport nur in einem beschränkten Fenster von Gatespannungen zu finden ist. Dabei tritt eine wichtige Besonderheit auf: Basierend auf der konventionellen Theorie der Supraleitung sollte die Sprungtemperatur entsprechend der Dichte an Ladungsträgern im Supraleiter anwachsen. Dies passiert jedoch nicht: Wenn für $V_G = 300 \text{ V}$ die meisten Ladungsträger vorliegen, zeigt sich lediglich eine kleine Sprungtemperatur von 150 mK. Mit abnehmender Ladungsträgerdichte steigt die Sprungtemperatur, bis sie bei einer Gatespannung

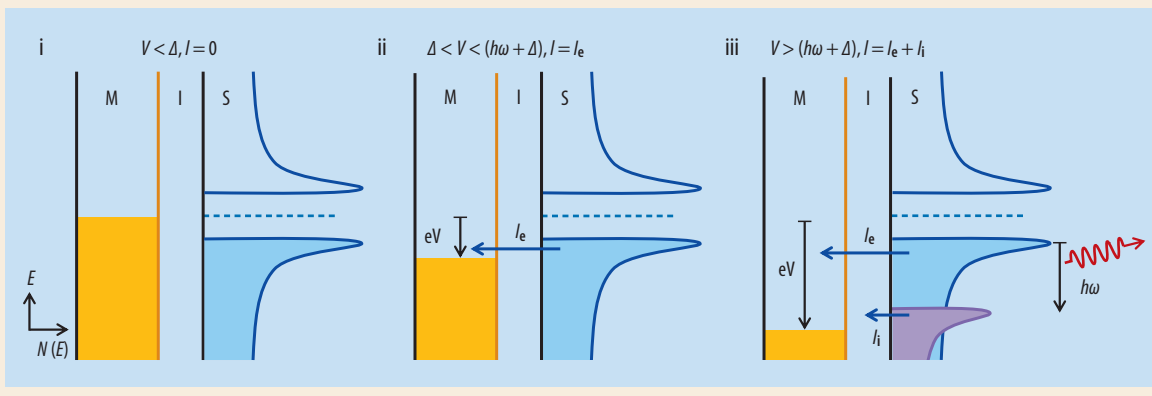
TUNNELSPEKTROSKOPIE

Ein **Tunnelkontakt** ist eine Struktur, in der zwei elektrisch leitfähige Schichten durch einen dünnen Isolator getrennt sind. Die Wellenfunktionen der Elektronen in den beiden Schichten haben einen endlichen Überlapp, sodass Elektronen quantenmechanisch durch den Isolator hindurch tunneln können. Für die **Tunnelspektroskopie** sollten die Tunnelkontakte so gebaut sein, dass sowohl die Zustandsdichte einer Elektrode als auch die Größe der Barriere möglichst nicht von der angelegten elektrischen Spannung abhängen. In entsprechend optimierten Tunnelkontakten ist die erste Ableitung des Stroms I nach der Spannung V proportional zur spektralen elektronischen Zustandsdichte $N(E)$ der anderen Elektrode, also $dI/dV(V) \propto N(E)$.

Besteht die zweite Elektrode aus einem Supraleiter, lässt sich aus der Tunnelcharakteristik die supraleitende Energielücke 2Δ ausmessen. Zur Erklärung betrachten wir hier der Einfachheit halber Supraleiter, bei denen die Energielücke in allen Kristallrichtungen gleich groß ist, z. B. einen isotropen s -Wellen-Supraleiter.

Für Tunnelspannungen kleiner als $\pm\Delta$ gibt es bei $T \rightarrow 0 \text{ K}$ keine einfache Möglichkeit für Elektronen, durch die Barriere zu tunneln: Im tunnelrelevanten Energiebereich der Elektronen sind im Supraleiter keine elektronischen Zustände vorhanden (Abb. i). Wenn die Tunnelspannung allerdings $\pm\Delta$ übersteigt, können Elektronen vom Supraleiter (S) durch den Isolator (I) in das Metall (M) tunneln. Die Zustandsdichte $N(E)$ eines s -Wellen-Supraleiters zeigt als direkte Folge der supraleitenden Kohärenz so genannte Quasiteilchenpeaks bei $E = \pm\Delta$ (Abb. ii).

Zusätzlich zu diesen direkten Prozessen gibt es indirekte Tunnelprozesse, welche den Tunnelstrom erhöhen können. Ein Beispiel ist das durch Phononen unterstützte Tunneln, falls die Spannung am Tunnelkontakt die Energie von Phononen des Materials übersteigt. Dann kann ein Elektron durch die Barriere tunneln, nachdem es zuerst ein Phonon ausgesendet hat (Abb. iii). Die Größe dieser inelastischen Tunnelströme hängt davon ab, wie stark die Elektron-Phonon-Wechselwirkung ist.



von null Volt ein Maximum erreicht. Nimmt für negative Gatespannungen die Ladungsträgerdichte weiter ab, so sinkt auch die Sprungtemperatur wieder, bis schließlich für Gatespannungen unterhalb von -150 V die Widerstandskurven Normalleitung zeigen.

Dieses nicht-monotone Verhalten der Sprungtemperatur ist vollkommen unerwartet und wurde daher genau untersucht. Mit der Tunnelspektroskopie lässt sich die spektrale Zustandsdichte der Elektronen eines Materials direkt messen (Infokasten). Kondensieren die Elektronen in Cooper-Paaren, so bildet sich an der Fermi-Energie eine Lücke in der Zustandsdichte aus. Die Messung dieser Energielücke ist deswegen direkt mit dem Nachweis des supraleitenden Zustands und der Bildung von Cooper-Paaren verknüpft. Die Tunnelspektroskopie zeigt nun, wie groß diese Lücke ist und unter welchen Bedingungen sie existiert [18]. In den in Abb. 3 gezeigten Messungen an $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Bilagen dient die LaAlO_3 -Schicht selbst als Tunnelbarriere, und die Gatespannung variiert zwischen Werten von -200 , 0 und $+200$ V. In allen drei Fällen ist die Energielücke, begrenzt durch die Quasiteilchenpeaks, deutlich zu sehen. Obwohl es in den zugehörigen Messungen des elektrischen Widerstands keinerlei Anzeichen für Supraleitung gibt (Abb. 2), zeigt sich bei der Tunnelspektroskopie bei $V_G = -200$ V eine klare und sogar große Energielücke. Die Größe der Energielücke, die durch den halben Abstand der Quasiteilchenpeaks charakterisiert ist, unterscheidet sich für die verschiedenen Gatespannungen: Sie ist bei 200 V (also vielen Ladungsträgern) am kleinsten und bei -200 V (wenige Ladungsträger) am größten.

Die Tunnelspektren verändern sich abhängig von der Temperatur: Mit steigender Temperatur sollte die Energielücke schrumpfen, und die Quasiteilchenpeaks sollten zusehends verschwinden. Oberhalb einer wohldefinierten kritischen Temperatur T_{gap} bleibt die Zustandsdichte nahezu konstant. In diesem Elektronensystem gibt es dann definitiv keine Supraleitung mehr (Abb. 3a – c). Diese kritische Temperatur für die Zustandsdichte T_{gap} sollte der gemessenen Sprungtemperatur T_c (Abb. 2) entsprechen, weil in der konventionellen Theorie der Supraleitung Sprungtemperatur und Energielücke gekoppelt sind: Je größer die Energielücke, desto höher die Sprungtemperatur. Die Tunnelspektren für $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ zeigen jedoch eindeutig, dass sich der Supraleiter in den Grenzflächen nicht gemäß des üblichen Übergangs zum Isolator umwandelt, bei dem mit abnehmender Ladungsträgerdichte die Energielücke und die Sprungtemperatur gleichermaßen verschwinden. Erst bei noch kleineren Ladungsträgerdichten sollte das Elektronensystem isolierend werden. Die Messungen weisen aber eine supraleitende Energielücke der isolierenden Phase jenseits des Supraleiter-Isolator-Übergangs nach (Abb. 3a). Der isolierende Zustand im System $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ muss demnach eng mit der Supraleitung verknüpft sein.

Welcher Mechanismus treibt die Bildung von Cooper-Paaren in der Heterostruktur $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ an? Auch hier hilft die Tunnelspektroskopie, wenn man die Kennlinien verschiedener Gatespannungen in einem großen Spannungsbereich betrachtet (Abb. 3d). Zwei Bereiche sind zu erkennen: Für Tunnelspannungen,

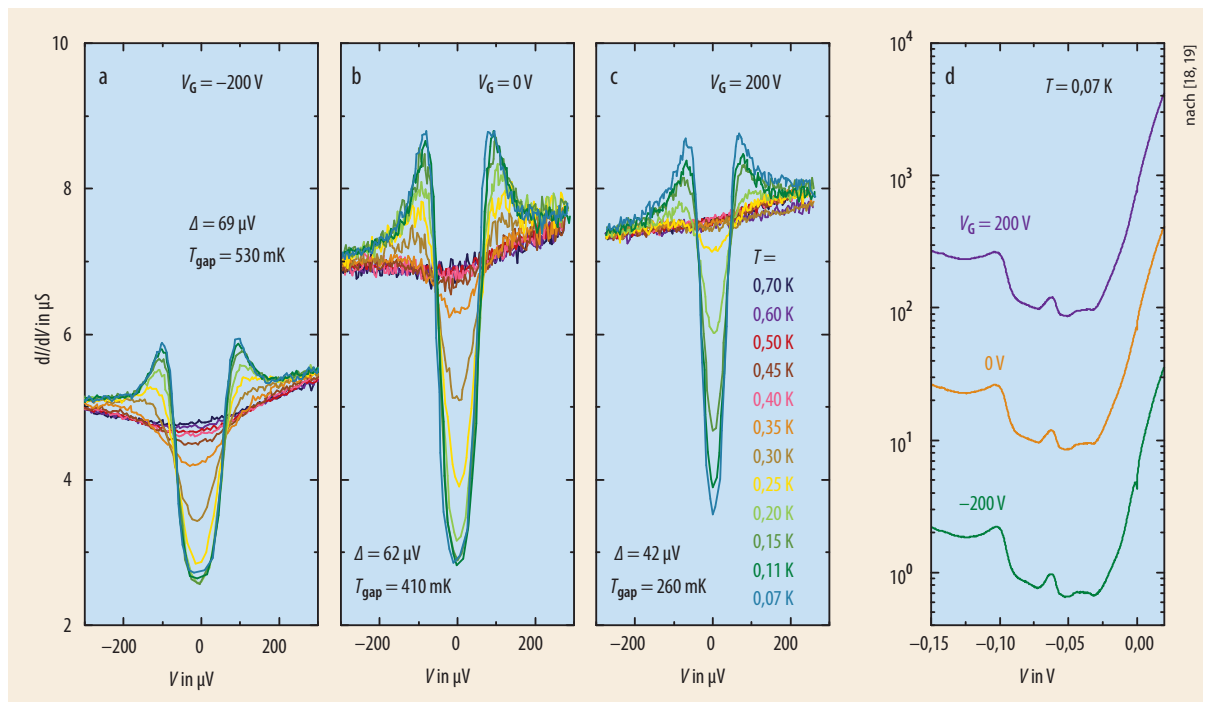


Abb. 3 Liegen an Tunnelkontakten $\text{Au-LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ unterschiedliche Gatespannungen an (a – c), resultieren verschiedene Energielücken Δ und Sprungtemperaturen. Obwohl für $V_G = 0$ V die

Sprungtemperatur am größten ist, ist die Energielücke bei $V_G = -200$ V größer. In einem größeren Spannungsbereich zeigen die Kennlinien bei verschiedenen Gatespannungen charakteristische Peaks

bei -60 mV und -100 mV (d). Diese Peaks stammen von bekannten Phononen des SrTiO_3 . Die Kurven sind zur besseren Sichtbarkeit in y-Richtung skaliert.

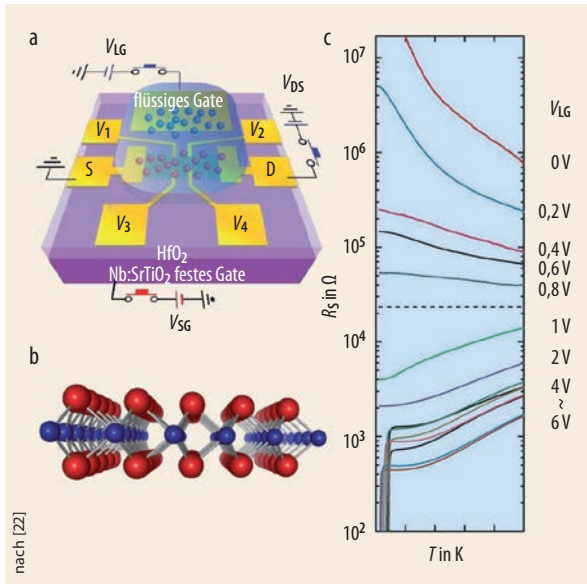


Abb. 4 In einem elektrischen Doppelschicht-Transistor ist der Kanal zwischen Source (S) und Drain (D) mit einer ionischen Flüssigkeit bedeckt, die eine große Ladungsträgerdichte induzieren kann. Die anderen Kontakte (V) dienen dazu, den Spannungsabfall über dem Kanal zu messen (a). In einer MoS_2 -Schicht ordnen sich in der Kristallstruktur Mo- und S-Lagen an (b). Die Temperaturabhängigkeit des Widerstands eines MoS_2 -Kristalls variiert für verschiedene Gatespannungen von isolierend über metallisch bis supraleitend (c).

die größer sind als -30 mV, verläuft die Kennlinie proportional zur elektronischen Zustandsdichte. Für Spannungen unterhalb von -30 mV sollte keine Tunnelleitfähigkeit auftreten, weil dieser Spannungsbereich in der Bandlücke des SrTiO_3 liegt. Dennoch fließt hier ein erheblicher Tunnelstrom, wobei Peaks bei 60 und 100 mV auftreten [19]. Die Energie dieser Peaks entspricht exakt der Energie prominenter SrTiO_3 -Phononen. Daher ist es sehr wahrscheinlich, dass diese Gitterschwingungen die Elektronen zu Paaren koppeln und damit die Supraleitung verursachen.

Elektrolyte induzieren Grenzflächensupraleitung

Verglichen mit der Grenzfläche LaAlO_3 - SrTiO_3 beeinflusst ein angelegtes elektrisches Feld die Supraleitung in den Kupraten weniger effizient, da die Ladungsträgerdichte einer CuO_2 -Schicht ungefähr zehnmal größer ist als die der TiO_2 -Lagen in der Grenzfläche von LaAlO_3 - SrTiO_3 . Um so viele Elektronen (oder Löcher) zu induzieren, sind zu starke elektrische Felder nötig: In den Isolatoren, die diese Polarisierungen erzeugen, kommt es bei solch großen Feldstärken zum Durchschlag. Zur Lösung des Problems wird derzeit weltweit intensiv die Idee des Doppelschicht-Transistors verfolgt. Dabei wird der konventionelle Gate-Isolator, der die maximale Polarisierung begrenzt, durch eine ionische Flüssigkeit ersetzt, die höhere Polarisierungen gestattet (Abb. 4a). Der Aufbau erinnert an die Urzeiten der Halbleitertechnologie: Auf den Drain-Source-Kanal wird eine ionische Flüssigkeit aufgetropft und mit einer Metallelektrode kontaktiert. Diese Elektrode

fungiert als Gate-Kontakt. Falls zwischen diesem Gate-Kontakt und dem Kanal – also über der Flüssigkeit – eine elektrische Spannung anliegt, sammeln sich bewegliche Ionen der Flüssigkeit nahe der Oberfläche des Kanals. Diese Schicht induzierter Ladung und die beweglichen Elektronen des Kanals bilden einen Kondensator, der eine enorm hohe Kapazität besitzt. Auf diese Weise gelingt es, im Kanal um eine Größenordnung mehr Ladungsträger zu induzieren, als dies mit konventionellen Isolatoren der Fall ist. Diesen Effekt zu nutzen ist allerdings schwierig, da bei Spannungen oberhalb einer kritischen Schwelle sowohl der Ionen-transport zwischen der Flüssigkeit und dem Kanal einsetzt als auch chemische Reaktionen auftreten.

Mit dieser Doppelschicht-Technik schalteten G. Dubuis und Kollegen in einer dünnen Schicht von $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ einen Supraleiter-Isolator-Übergang und erreichten eine Sprungtemperatur von 25 K [20]. Darüber hinaus ist es möglich, die Oberflächenschichten isolierender Kristalle in Supraleiter umzuwandeln. Dies gelingt beispielsweise mit KTaO_3 -Kristallen [21], obwohl in chemisch dotiertem KTaO_3 bisher noch keine Supraleitung gefunden wurde. Da in dem elektrischen Doppelschicht-Transistor die Dotierung deutlich höher sein kann als bei der chemischen Dotierung, ist nun ein neuer Ladungsträgerdichtebereich zugänglich. Doch selbst damit ist im KTaO_3 die Supraleitung mit einer Sprungtemperatur von 50 mK nur schwach ausgeprägt [21].

Es gibt aber auch Grenzflächensupraleiter mit deutlich höheren Sprungtemperaturen. Ein Vertreter dieser Klasse ist MoS_2 , dessen Kristalle aus Schichten

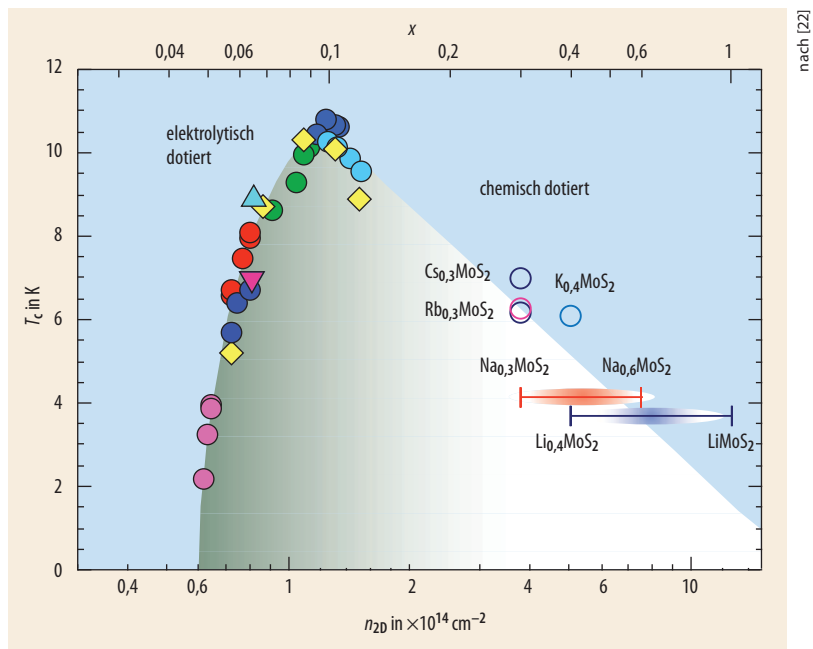


Abb. 5 Das supraleitende Phasendiagramm von MoS_2 zeigt die Abhängigkeit der Sprungtemperatur T_c von der zweidimensionalen Ladungsträgerdichte n_{2D} . Verschiedene Valenzen x der Dotierstoffe oder elektrisches Dotieren mit einer Gatespannung V_G verändern n_{2D} .

Bereits kleine elektrisch induzierte Ladungsträgerdichten (ausgefüllte Symbole, deren Form und Farbe Proben und angelegte elektrische Felder kennzeichnen) führen dabei zu höheren Sprungtemperaturen als vergleichbares chemisches Dotieren (offene Symbole).

bestehen, die über schwache Van der Waals-Bindungen gekoppelt sind (Abb. 4b). Zwischen den Schichten lassen sich Ionen interkalieren, womit MoS₂ elektrisch leitfähig wird. Ab einer kritischen Dotierung tritt zudem Supraleitung bei Temperaturen bis zu 7 K auf. Die Widerstandskurven für verschiedene Gatespannungen zeigen, dass MoS₂ bei V_G = 0 V praktisch isolierend, bei V_G > 1 V metallisch und ab V_G = 4 V supraleitend ist (Abb. 4c). Offensichtlich hängt auch in diesem Fall die Sprungtemperatur von der induzierten Ladungsträgerdichte ab. Das supraleitende Phasendiagramm erlaubt es, die Sprungtemperaturen von chemisch und elektrostatisch dotiertem MoS₂ zu vergleichen (Abb. 5): Beim elektrischen Doppelschicht-Transistor kann Supraleitung bei geringerer Ladungsträgerdichte n_{2D} und zum Teil auch bei einer höheren Sprungtemperatur T_c auftreten als beim chemischen Dotieren [22].

Neuere Entwicklungen und Ausblick

2012 sorgte ein Experiment chinesischer Wissenschaftler für Aufsehen [23]. Die Gruppe um X.-C. Ma und Q.-K. Xue wuchs eine Monolage FeSe auf SrTiO₃ und fand eine erstaunlich hohe Sprungtemperatur T_c. Als Kristall ist FeSe ein Supraleiter mit einer Sprungtemperatur von 8 K und einer Energielücke von ungefähr 2 mV. Tunnelspektroskopiemessungen zeigten, dass in der Heterostruktur auch die zugehörige supraleitende Energielücke etwa zehnmal höher ist. Diese Lücke wurde bis zu einer Temperatur von 65 K beobachtet. Das legt den Schluss nahe, dass auch die Sprungtemperatur um den Faktor zehn höher sein könnte, wenn man die Grenzflächensupraleitung nutzt. Hierzu passt die Beobachtung, dass bereits zwei Monolagen dicke Schichten FeSe-SrTiO₃ nicht mehr supraleitend sind: Die Supraleitung verschwindet also sofort wieder, falls sich die Konfiguration der Grenzfläche geringfügig verändert!

Die Tunnelspektroskopie erfolgte im Vakuum, weil die Heterostruktur FeSe-SrTiO₃ an Luft sehr schnell degradiert. Leider war es deshalb weder möglich, wohldefinierte Widerstandsmessungen durchzuführen noch den Meissner-Effekt nachzuweisen. Nur eine weitere chinesische Gruppe hat sich bisher an Widerstandsmessungen im Vakuum gewagt und für die Sprungtemperatur einen Wert von 109 K veröffentlicht [24]. Der direkte Nachweis für Hochtemperatur-Supraleitung an diesen Proben steht also noch aus. Das System FeSe-SrTiO₃ scheint höchst interessant, um die Erhöhung der Sprungtemperatur an Grenzflächen zu studieren, auch wenn es noch gilt, technische Unwägbarkeiten zu beseitigen.

Die Erforschung künstlich gewachsener Quantenmaterialien, die in Heterostrukturen und insbesondere an Grenzflächen neue, kontrollierbare Eigenschaften zeigen, macht große Fortschritte. Ob induzierte Supraleitung an Grenzflächen zu deutlich höheren Sprungtemperaturen, vielleicht sogar zur Raumtemperatur-Supraleitung führt, muss aber die Zukunft zeigen.

Literatur:

- [1] C. Stephanos, T. Kopp, J. Mannhart und P. J. Hirschfeld, Phys. Rev. B **84**, 100510(R) (2011)
- [2] R. E. Glover und M. D. Sherrill, Phys. Rev. Lett. **5**, 248 (1960)
- [3] D. G. Naugle, Phys. Lett. **25A**, 688 (1967)
- [4] W. A. Little, Phys. Rev. **134**, A1416 (1964); V. L. Ginzburg und D. A. Kirzhnits, Eksp. Teor. Fiz. **46**, 397 (1964) bzw. Sov. Phys. JETP **19**, 269 (1964)
- [5] D. Allender, J. Bray und J. Bardeen, Phys. Rev. B **7**, 1020 (1973)
- [6] W. Hanke, Phys. Rev. Lett. **45**, 1203 (1980)
- [7] A. Leggett, J. Supercond. Nov. Mag. **19**, 187 (2006)
- [8] J. Hirsch, Phys. Rev. B **32**, 5639 (1985)
- [9] V. Koerting, Q. Yuan, P. J. Hirschfeld, T. Kopp und J. Mannhart, Phys. Rev. B **71**, 104510 (2005)
- [10] S. Kivelson, Physica B **318**, 61 (2002)
- [11] T. Scheike et al., Carbon **59**, 140 (2013)
- [12] N. S. Sidorov et al., Physica C **471**, 406 (2011)
- [13] A. Gozar et al., Nature **455**, 782 (2008)
- [14] J. Chaloupka und G. Khaliullin, Phys. Rev. Lett. **100**, 016404 (2008)
- [15] P. Hansmann et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 016401 (2009)
- [16] A. Frano et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 106804 (2013)
- [17] A. D. Caviglia, S. Gariglio, N. Reyren, D. Jaccard, T. Schneider, M. Gabay, S. Thiel, G. Hammerl, J. Mannhart und J.-M. Triscone, Nature **456**, 624 (2008)
- [18] C. Richter, H. Boschker, W. Dietsche, E. Fillis-Tsirakis, R. Jany, F. Loder, L. F. Kourkoutis, D. A. Muller, J. R. Kirtley, C. W. Schneider und J. Mannhart, Nature **502**, 528 (2013)
- [19] H. Boschker, C. Richter, E. Fillis-Tsirakis, C. W. Schneider und J. Mannhart, Sci. Rep. **5**, 12309 (2015)
- [20] G. Dubuis et al., J. App. Phys. **111**, 112632 (2012)
- [21] K. Ueno et al., Nature Nanotechn. **6**, 408 (2011)
- [22] J. T. Ye et al., Science **338**, 1193 (2012)
- [23] Q. Y. Wang et al., Chin. Phys. Lett. **29**, 037402 (2012)
- [24] J.-F. Ge et al., Nature Mat. **14**, 285 (2015)

DIE AUTOREN

Hans Boschker studierte Angewandte Physik an der Universität Twente (Niederlande) und promovierte dort auf dem Gebiet der Erforschung magnetischer Heterostrukturen. Zurzeit führt er ein Team zur Supraleitung in der Abteilung „Solid State Quantum Electronics“ des MPI für Festkörperforschung in Stuttgart.



Dirk Manske (FV Tiefe Temperaturen) wechselte nach seiner Promotion an der Uni Hamburg an die FU Berlin, wo er 2003 habilitierte. Im selben Jahr ging er an das MPI für Festkörperforschung und leitet seitdem eine Forschungsgruppe. Seit 2012 ist er außerplanmäßiger Professor an der FU Berlin und wissenschaftlicher Koordinator des Max-Planck-Centers an der UBC in Vancouver.

Jochen Mannhart (FV Tiefe Temperaturen) studierte und promovierte an der Uni Tübingen. Nach einem Post-Doc-Aufenthalt am IBM T. J. Watson Research Center (USA) wurde er Research Staff Member am IBM-Forschungslabor Zürich. Von 1996 bis 2011 hatte er den Lehrstuhl Experimentalphysik VI an der Uni Augsburg inne. Seit 2011 ist er Direktor am MPI für Festkörperforschung und leitet die Abteilung „Solid State Quantum Electronics“.

