

Konzepte aus der Hochenergiephysik in der Festkörperphysik

Higgs-Bosonen im Supraleiter

LUKAS SCHWARZ | STEFAN KAISER | DIRK MANSKE

In Analogie zum Standardmodell der Teilchenphysik kann das supraleitende Cooper-Paar-Kondensat als Higgs-Feld verstanden werden. Higgs-Bosonen treten dort als kollektive Moden des Ordnungsparameters auf. Im Gegensatz zur Elementarteilchenphysik können diese Moden spektroskopiert werden. Sie liefern Informationen über die Struktur des Kondensats.

Was haben das Universum und ein Supraleiter gemeinsam? Nicht viel möchte man meinen, ist doch das Universum der Oberbegriff für alle bekannte Physik der Materie, Energie und Wechselwirkungen – ein Supraleiter hingegen ein spezielles Material mit der Eigenschaft, dass der Gleichstromwiderstand verschwindet. Trotz dieser völlig verschiedenen Konzepte zeigt sich jedoch, dass einige Ideen der makroskopischen Welt auch auf die mikroskopische Welt übertragen werden können. Im Fall des Universums und des Supraleiters gibt es folgende Gemeinsamkeit: Beide besitzen ein Higgs-Feld, das durch den Higgs-Mechanismus den mit dem Feld wechselwirkenden Teilchen Masse verleiht. Supraleiter sind dahingehend besonders, dass sie die einzigen bekannten Materialien sind, die diese enge Analogie zum Standardmodell der Teilchenphysik aufweisen.

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt sowohl alle bekannten Elementarteilchen, wie Elektronen und Quarks, als auch die fundamentalen Wechselwirkungen außer der Gravitation. Diese fundamentalen Kräfte werden dabei von Austauschteilchen, den Eichbosonen, vermittelt, die zwischen den Elementarteilchen ausgetauscht werden. Ein Beispiel ist das Photon, das die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt und die Ursache aller elektrischer und magnetischer Effekte ist.

Schon zur Anfangszeit der Entwicklung des Standardmodells stellte man jedoch fest, dass es allein mit Elementarteilchen und Eichbosonen nicht komplett sein kann. Eine der fundamentalen Wechselwirkungen, die schwache Wechselwirkung, wirkt nach experimenteller Beobachtung nur innerhalb von Atomkernen. Die Theorie jedoch sagte eine unendliche Reichweite vorher, da die dazugehörigen Eichbosonen als masselos angenommen wurden. Somit sollten sie sich wie die Photonen der elektromagnetischen Wechselwirkung ungestört mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten

können. Eine einfache Erweiterung der Theorie durch zusätzliche Masseterme in den Gleichungen scheiterte, da die Beschreibung dadurch inkonsistent wurde.

Eine Lösung dieses Problems schlugen 1964 mehrere Forscher unabhängig voneinander vor [1–3], 2013 wurden Peter Higgs und François Englert dafür mit dem Nobelpreis geehrt. Demnach ist das gesamte Universum von einem Feld durchdrungen, dem Higgs-Feld, das mit nahezu allen Teilchen wechselwirkt. Anschaulich lässt sich diese Wechselwirkung als Bewegung eines Körpers durch eine zähe Flüssigkeit wie Honig verstehen, die das Higgs-Feld darstellt. Im Gegensatz zu Körpern außerhalb der Flüssigkeit, die sich ungestört bewegen können, werden Körper in der Flüssigkeit in ihrer Bewegung gehemmt, da diese daran haften bleibt. Die Bewegung wird träge und die Masse des Körpers nimmt zu.

Dies ist in Abbildung 1 durch die Kugeln dargestellt, die sich einmal außerhalb des Gitters, das der Oberfläche des Honig-Higgs-Meeres entspricht, als auch innerhalb des Gitters bewegen. Durch die Anwesenheit der Kugeln wird das Gitter deformiert und ihre Bewegung verlangsamt. Mit diesem zusätzlich postulierten Higgs-Feld lässt sich sowohl eine Masse der Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung als auch darüber hinaus die Masse aller anderen Elementarteilchen konsistent erklären. Dieser Effekt der Massenerzeugung wird Higgs-Mechanismus genannt.

Um diese Theorie jedoch zweifelsfrei zu bestätigen, ist es nötig, einen experimentellen Nachweis für das Higgs-Feld zu finden. Dieser ist zum Beispiel durch eine Anregung des Feldes möglich, die im Bild der zähen Flüssigkeit mit der Anregung einer Welle verglichen werden kann. Eine solche Anregung wird als Higgs-Boson bezeichnet und ist in Abbildung 1 als Welle im Honig-See angedeutet. Die dafür benötigten Energien sind jedoch extrem hoch, sodass über viele Jahrzehnte die Bestätigung ausblieb. Erst 2012 gelang der Nachweis des Higgs-Bosons am Teilchenbeschleuniger LHC am CERN in Genf, wo es durch den Zusammenprall von sehr stark beschleunigten Atomkernen erzeugt und über seine Zerfallskanäle in andere Teilchen detektiert wurde [4, 5] (s. Physik in unserer Zeit 2013, 44(5), 220).

Nach der Entdeckung dieses letzten im Standardmodell postulierten Teilchens stellt sich die Frage, wie es in der Erforschung des Higgs-Bosons weitergeht. Während die Elementarteilchenphysik nun dessen Eigenschaften genauer vermessen und herausfinden will, ob es mehrere Higgs-

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

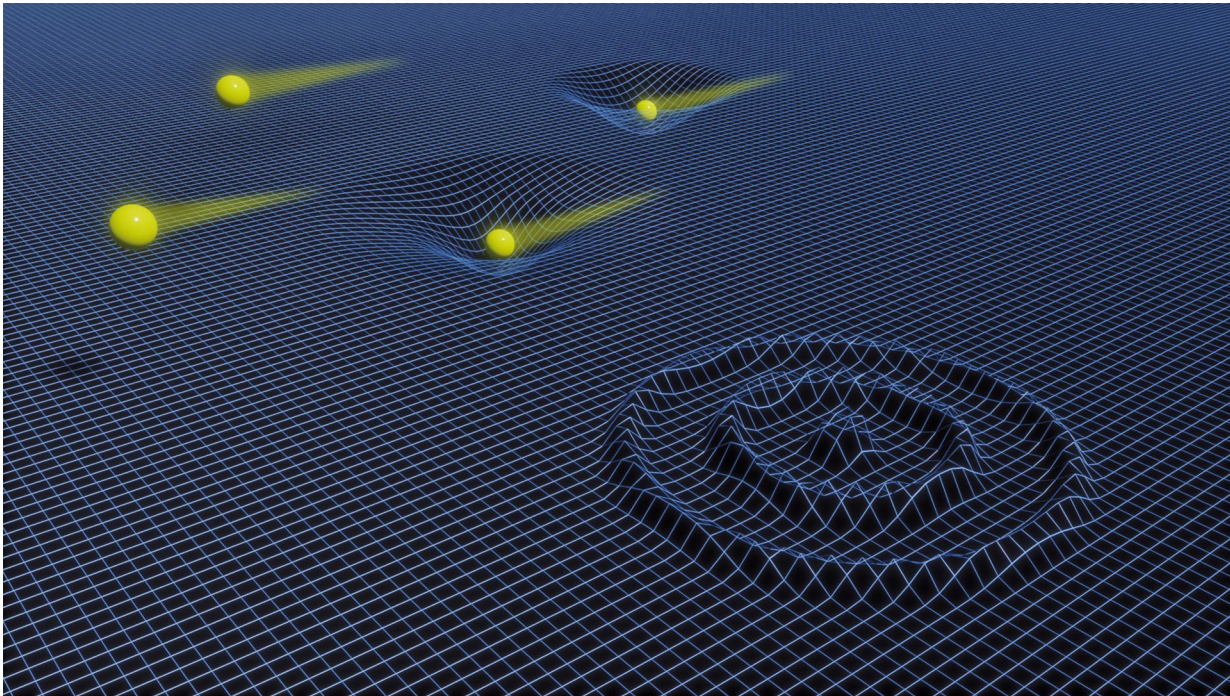


Abb. 1 Im Higgs-Feld bewegen sich Teilchen (gelbe Kugeln) wie in einem zähen Honig, im Gegensatz zu freien Teilchen außerhalb des Feldes (ganz links oben). Rechts unten: Higgs-Bosonen sind wellenförmige Anregungen des Higgs-Feldes.

Bosonen geben könnte, hat in den letzten Jahren ein weiterer Zweig der Higgs-Physik neuen Aufschwung bekommen: die Spektroskopie von Higgs-Moden in Supraleitern.

Higgs-Analogie im Supraleiter

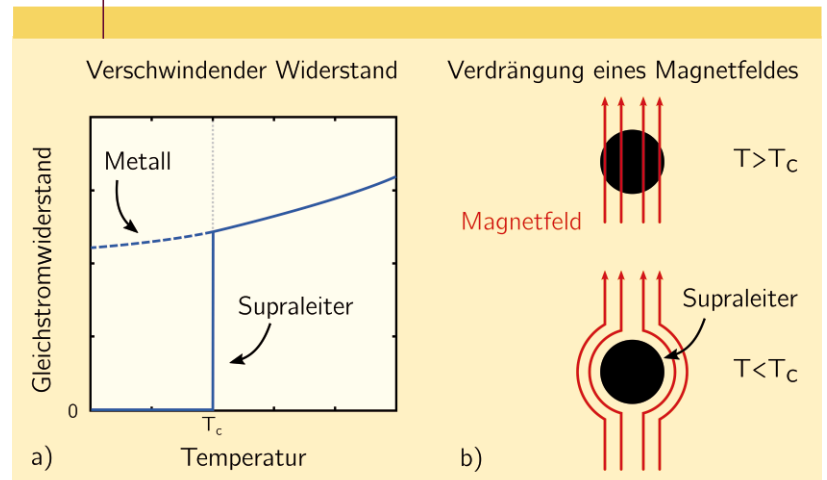
Schaut man sich die Geschichte zur Higgs-Physik an, so stellt man fest, dass das Konzept des Higgs-Mechanismus tatsächlich schon ein Jahr vor Higgs und Englert im Jahr 1963 von einem theoretischen Physiker entwickelt wurde, der vor allem wichtige Beiträge zur Festkörperphysik geleistet hat: Philip W. Anderson, damals an den Bell Laboratories in New Jersey [6]. Allerdings nutzte Anderson die Theorie nicht, um die Masseerzeugung der Elementarteilchen und Eichbosonen im Standardmodell zu erklären, sondern um die Eigenschaften eines Supraleiters zu beschreiben. Aus diesem Grund spricht man in der Festkörperphysik auch oft vom Anderson-Higgs-Mechanismus.

Supraleiter sind Materialien mit sehr speziellen Eigenschaften, die nur mit Hilfe der Quantentheorie vollständig beschrieben werden können. Sie werden über zwei charakteristische Merkmale definiert. Beim Abkühlen des Materials verliert der Supraleiter schlagartig unterhalb einer kritischen Temperatur T_c vollständig seinen Gleichstromwiderstand (Abbildung 2a). Diese Temperatur liegt bei vielen elementaren Supraleitern nahe dem absoluten Nullpunkt von 0 K, sodass oftmals flüssiges Helium zum Kühlen verwendet werden muss. In den letzten Jahrzehnten wurden jedoch auch viele Hochtemperatursupraleiter entdeckt, die höhere Sprungtemperaturen bis zur Größenordnung von 120 K besitzen. Die zweite charakteristische Eigenschaft

ist die Verdrängung eines Magnetfeldes aus dem Inneren des Supraleiters unterhalb der kritischen Temperatur (Abbildung 2b). Diese Eigenschaft wird nach ihren Entdeckern Meißner-Ochsenfeld-Effekt genannt und führt zum Beispiel dazu, dass eine supraleitende Probe über einem Magneten schweben kann.

Durch diese beiden Eigenschaften ist ein Supraleiter somit sowohl ein idealer Leiter als auch ein idealer Diamagnet.

ABB. 2 | CHARAKTERISTISCHE EIGENSCHAFTEN EINES SUPRALEITERS



a) Beim Abkühlen eines supraleitenden Materials verschwindet der Gleichstromwiderstand schlagartig unterhalb einer kritischen Temperatur T_c . Damit ist ein Supraleiter ein perfekter Leiter. **b)** Unterhalb von T_c wird ein Magnetfeld vollständig aus dem Supraleiter herausgedrängt. Der Supraleiter ist somit ein perfekter Diamagnet.

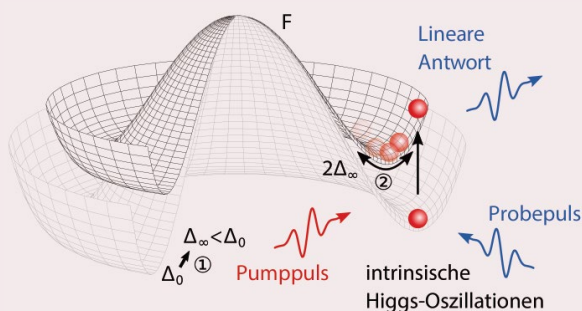
Der Übergang von der normalleitenden Phase oberhalb der kritischen Temperatur zur supraleitenden Phase unterhalb der kritischen Temperatur stellt einen Phasenübergang dar. Solch ein Phasenübergang wird mit Hilfe eines Ordnungsparameters charakterisiert, der die Robustheit der Supraleitung beschreibt. In der ungeordneten Phase, also oberhalb der kritischen Temperatur, hat dieser den Wert null, unterhalb bekommt er einen endlichen Wert.

Nun stellt sich die Frage, wie diese beiden außergewöhnlichen Eigenschaften zustande kommen. Die mikroskopische Antwort auf diese Frage gaben John Bardeen, Leon Neil Cooper und John Robert Schrieffer im Jahr 1957 [7] im Rahmen ihrer BCS-Theorie. In einem normalen Me-

tall sind Elektronen für den Ladungstransport verantwortlich, die an Defekten oder Schwingungen des Kristallgitters gestreut werden können. Das führt zu einem endlichen Widerstand, auch für Temperaturen nahe dem Nullpunkt (Abbildung 2a). In einem Supraleiter sind hingegen Cooper-Paare für den Suprastrom, also den verlustfreien Gleichstrom, verantwortlich.

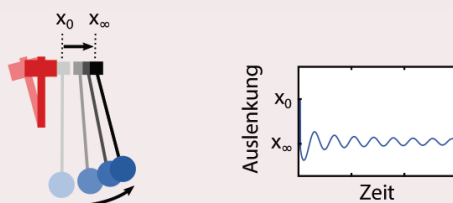
Die Cooper-Paare bestehen aus zwei Elektronen, die durch eine anziehende Wechselwirkung zusammengehalten werden. Analog zu Bosonen kondensieren nun alle Cooper-Paare unterhalb der Sprungtemperatur in einen kohärenten Zustand, der durch eine einzige quantenmechanische Wellenfunktion beschrieben werden kann. Diese

QUENCH- UND DRIVE-ANREGUNG DER HIGGS-MODE



a) Quench-Anregung einer Higgs-Mode durch einen ultrakurzen Pumpimpuls und Antwort auf Probestimpuls.

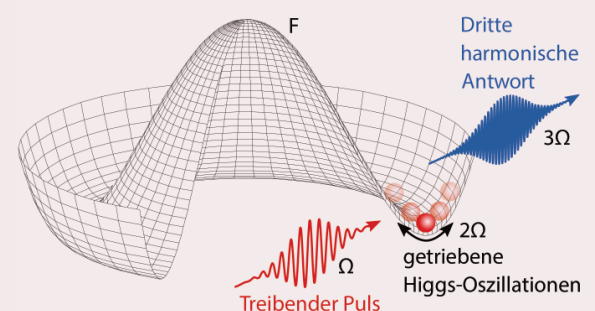
Ein ultrakurzer Pumpimpuls bricht Cooper-Paare auf, was zu einem Schrumpfen des mexikanischen Sombbrero-Potentials der freien Energie führt und damit zu einer Verringerung des Ordnungsparameters von ① $\Delta_0 \rightarrow \Delta_\infty < \Delta_0$ wobei Δ_∞ der Wert des Ordnungsparameters nach langer Zeit nach dem Quench ist. Das System kann der schnellen Änderung (Quench) nicht folgen und landet in einer Position außerhalb des Gleichgewichts, von wo aus es um die neue Gleichgewichtslage mit der intrinsischen Higgs-Frequenz von $2\Delta_\infty$ oszilliert ②. Diese Oszillation kann mit Hilfe eines zweiten Probestimpulses und der Messung der linearen Antwort detektiert werden.



b) Anschauliche Darstellung der Quench-Anregung mit Hilfe eines Pendels.

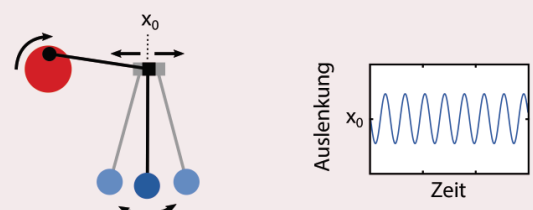
Ein Hammerschlag verschiebt die Aufhängung des Pendels von $x_0 \rightarrow x_\infty$, was zu einer neuen Gleichgewichtslage und

induzierten Oszillationen führt. Diese Schwingungen sind gedämpft und nähern sich dem neuen Gleichgewichtswert x_∞ an.



c) Drive-Anregung einer Higgs-Mode durch einen langen Laserpuls und Antwort in der dritten Harmonischen.

Anregung der Higgs-Mode mit Hilfe eines langen Laserpulses der Frequenz Ω , der Higgs-Oszillationen mit einer Frequenz von 2Ω antreibt (Drive). Diese Anregungen können in der dritten harmonischen Antwort des Systems gemessen werden.



d) Anschauliche Darstellung der Drive-Anregung mit Hilfe eines Pendels.

Die Aufhängung des Pendels wird mit einem externen Motor über eine Exzentrerscheibe getrieben, was zu induzierten Oszillationen des Pendels führt. Diese können in Resonanz mit der Eigenfrequenz des Pendels gebracht werden.

globale Wellenfunktion ist somit unempfindlich gegenüber lokalen Defekten oder Gitterdeformationen, und der von den Cooper-Paaren getragene Strom kann widerstandslos fließen. Das Kondensat aus Cooper-Paaren, das nur unterhalb der kritischen Temperatur existiert, entspricht dabei dem schon erwähnten Ordnungsparameter der Supraleitung.

Der Meißner-Ochsenfeld-Effekt, also die Verdrängung des Magnetfeldes im Inneren des Supraleiters, kann phänomenologisch durch supraleitende Abschirmströme erklärt werden, eine mikroskopische Erklärung findet sich im Anderson-Higgs-Mechanismus. Im Supraleiter entspricht das Kondensat aus Cooper-Paaren dem Higgs-Feld, das den gesamten Supraleiter durchdringt. Das Magnetfeld, das durch virtuelle Photonen beschrieben werden kann, wechselwirkt dabei mit dem Cooper-Paar-Kondensat, also dem Higgs-Feld des Supraleiters. Analog zur Elementarteilchenphysik wird dabei die Bewegung der Photonen gehemmt, sie bekommen also eine *effektive Masse* im Supraleiter. Dadurch können diese sich nicht beliebig ausbreiten, und das Magnetfeld wird an der Grenzfläche innerhalb der sogenannten Eindringtiefe exponentiell gedämpft.

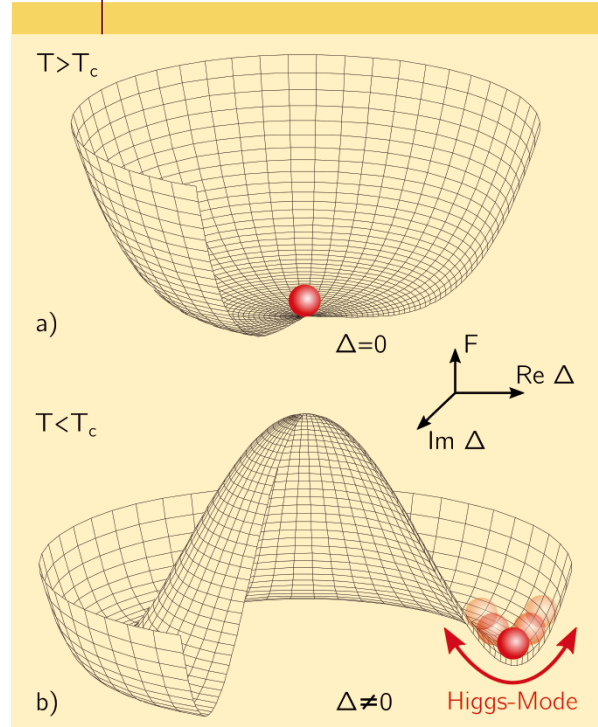
Das Higgs-Boson der Elementarteilchenphysik findet sich auch im Supraleiter und wird dort Higgs-Mode genannt. So wie das Higgs-Boson eine Anregung, also eine Welle im Higgs-Feld darstellt, ist die Higgs-Mode eine Anregung, also eine Schwingung des Kondensats und somit des Ordnungsparameters.

Es sei hier darauf hingewiesen, dass das Konzept und die Theorie des Higgs-Mechanismus im Supraleiter und in der Elementarteilchenphysik zwar dieselben sind, die Realisierung und die beteiligten Akteure sind jedoch fundamental verschieden. In der Elementarteilchenphysik sind das Higgs-Feld und das Higgs-Boson elementar, das heißt nach dem heutigen Kenntnisstand der Wissenschaft ein Grundbaustein des Universums. Dieses Feld wird postuliert, es hat keine weiteren zugrunde liegenden Ursachen und inneren Freiheitsgrade. Im Supraleiter besteht das Higgs-Feld jedoch aus dem Kondensat der Cooper-Paare und dieses aus Elektronen. Damit existiert eine mikroskopische Beschreibung des Feldes, und es besitzt eine innere Struktur.

Bedeutung der Higgs-Mode

Um die Anregung und Bedeutung des Higgs-Bosons und damit der Higgs-Mode besser zu verstehen, ist es hilfreich, sich die Physik eines Phasenübergangs genauer anzuschauen. Wie bereits erwähnt, wird der Phasenübergang vom normalleitenden Zustand zum supraleitenden Zustand durch einen Ordnungsparameter Δ beschrieben. Da der Ordnungsparameter der quantenmechanischen Wellenfunktion des Cooper-Paar-Kondensats entspricht, ist dieser eine komplexe Größe. Dabei entspricht das Betragsquadrat einer quantenmechanischen Wellenfunktion der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte, während ihr Argument zu Interferenzeffekten führen kann. Weiterhin entspricht der zwei-

ABB. 3 | FREIE ENERGIE EINES SUPRALEITERS



Die freie Energie F als Funktion des Real- und Imaginärteils des Ordnungsparameters Δ . a) Oberhalb der kritischen Temperatur besitzt die freie Energie die Form eines Paraboloids. Der Grundzustand, gegeben durch das Minimum im Potential und dargestellt durch die Kugel, ist bei $\Delta = 0$. b) Unterhalb findet ein spontaner Symmetriebruch statt, und die freie Energie besitzt die Form eines mexikanischen Sombreros. Der Grundzustand befindet sich nun bei einem endlichen $\Delta \neq 0$. Die Schwingung des Ordnungsparameters um seinen Grundzustand in radialer Richtung entspricht der Higgs-Mode im einfachsten Fall.

fache Betrag des Ordnungsparameters, 2Δ , der Bindungsenergie, welche aufgebracht werden muss, um ein Cooper-Paar aufzubrechen.

Der Grundzustand eines Systems wird in jeder Phase durch das Minimum der freien Energie beschrieben, die eine Funktion des komplexen Ordnungsparameters ist. Im normalleitenden Zustand ist die Funktion der freien Energie ein Paraboloid, wobei das Minimum im Ursprung liegt (Abbildung 3a). Somit ist der Ordnungsparameter null. Im supraleitenden Zustand besitzt die freie Energie die Form eines mexikanischen Sombreros (Abbildung 3b). Dabei liegt das Minimum nicht mehr bei null, sondern bei einem endlichen Wert.

Dieser Phasenübergang wird von einem spontanen Symmetriebruch begleitet. Das lässt sich folgendermaßen verstehen: Im normalleitenden Zustand besitzen sowohl das Potential der freien Energie als auch der Grundzustand eine $U(1)$ -Rotationssymmetrie. Das bedeutet, der Zustand und das Potential ändern sich nicht bei Drehungen im komplexen Raum um den Ursprung, was einer Multiplikation mit einem Phasenfaktor entspricht. Im supraleitenden

Zustand ist diese Symmetrie jedoch spontan gebrochen. Der Grundzustand hat keine $U(1)$ -Symmetrie mehr, sondern ändert sich, wenn die komplexe Ebene gedreht wird, während das Sombbrero-Potential unverändert bleibt. Es gibt folglich unendlich viele gleichwertige Grundzustände in der Krempe des Sombberos, wobei genau ein Zustand davon zufällig ausgewählt wird. Der Grundzustand bricht also spontan die Symmetrie des Systems.

Die Theorie zeigt, dass solch ein spontaner Symmetriebruch kollektive Anregungen des Systems ermöglicht. Hierbei bedeutet kollektiv, dass der Ordnungsparameter, also das gesamte Kondensat, gleichzeitig angeregt wird. Ein Beispiel für eine solche Anregung ist in Abbildung 3b durch den Pfeil dargestellt, also eine radiale Schwingung in der „Hutkrempe“ um den Grundzustand, in den das System zufällig gefallen ist. Genau eine solche Schwingung des Ordnungsparameters entspricht der Higgs-Mode oder dem Higgs-Boson, das ja gerade eine Anregung des Higgs-Feldes ist.

Während in der Elementarteilchenphysik das Higgs-Feld postuliert wurde und die Messung des Higgs-Bosons zu dessen Nachweis verwendet wurde, ist im Supraleiter das Higgs-Feld bekannt, nämlich das Cooper-Paar-Kondensat. Dieses wurde schon durch eine Vielzahl anderer Experimente bestätigt (Physik in unserer Zeit **2015**, 46(5), 238). Da hier das Higgs-Feld den Cooper-Paaren entspricht, kann die Higgs-Mode Informationen über dessen Eigenschaften liefern, denn im Gegensatz zur Elementarteilchenphysik besitzt es eine interne Struktur. Es zeigt sich beispielsweise, dass im einfachsten Fall die Energie der Higgs-Mode durch 2Δ gegeben ist (Abbildung 3b), also durch das Zweifache des Wertes des Ordnungsparameters. Außerdem sind die für die Anregung benötigten Energien um sehr viele Größenordnungen kleiner als in der Elementarteilchenphysik: Millielektronenvolt im Vergleich zu Gigaelektronenvolt. Damit gehen die experimentellen Möglichkeiten im Supraleiter weit über die der Elementarteilchenphysik hinaus.

Anregungsarten der Higgs-Mode

Obwohl die benötigten Energien zur Anregung der Higgs-Mode im Supraleiter weitaus kleiner als in der Elementarteilchenphysik sind und damit einfacher experimentell kontrollierbar, besitzt die Anregung der Higgs-Mode im Supraleiter ihre eigenen Schwierigkeiten. So koppelt die Higgs-Mode nur nichtlinear an Licht, wodurch übliche Techniken der linearen Optik nicht ausreichen. Außerdem liegen die benötigten Anregungsenergien im Terahertzbereich, in dem die Lasertechnologie erst seit wenigen Jahren so weit fortgeschritten ist, dass Experimente möglich sind.

Prinzipiell lassen sich zwei Anregungsarten unterscheiden: plötzliches Aus-dem-Gleichgewicht-bringen, Quench genannt, und das externe Antreiben, den Drive. Wird ein Supraleiter mit einem Laserpuls bestrahlt, so hat dies ein Aufbrechen von Cooper-Paaren zur Folge. Dementsprechend reduziert sich das supraleitende Kondensat und damit der Ordnungsparameter. Das Potential der freien Energie än-

dert sich, indem der Sombbrero schrumpft, wobei der neue Grundzustand bei einem kleineren Wert des Ordnungsparameters liegt, siehe Abbildung a in „Quench- und Drive-Anregung der Higgs-Mode“ auf S. 82. Ist der Laserpuls extrem kurz, damit meinen wir den Pikosekundenbereich mit nur einem Schwingungszyklus (Single-Cycle), so kann das System der Änderung nicht einfach folgen, und es gerät aus dem Gleichgewicht. Von dort beginnt es, um den neuen Grundzustand, also den verkleinerten Wert des Ordnungsparameters, zu schwingen.

Anschaulich lässt sich diese Anregung folgendermaßen verstehen: Stellt man sich den Supraleiter als ein Pendel an einer Aufhängung vor, dann entspricht der Ordnungsparameter der Auslenkung des Pendels (s. Abbildung b in „Quench- und Drive-Anregung der Higgs-Mode“). Im Grundzustand ist dieses Pendel an einem bestimmten Wert x_0 „aufgehängt“. Der Laserpuls kann als ein Hammer betrachtet werden, mit dem auf das System geklopft wird. Durch den Schlag wird das Pendel samt Aufhängung verschoben, und der neue Grundzustand landet bei einem neuen Wert x_∞ . Ist der Hammerschlag sehr kurz, so wird nur die Aufhängung verschoben, während das Pendel zunächst in seiner Ausgangsposition x_0 verharrt. Es folgt der Verschiebung verzögert und beginnt um den neuen Grundzustand x_∞ zu schwingen. Diese Schwingung entspricht der Higgs-Mode oder Higgs-Oszillation und erfolgt mit der Eigenfrequenz des Pendels, nämlich der Energie der Higgs-Mode 2Δ .

Die zweite Möglichkeit besteht in einem Antreiben der Higgs-Mode (Drive). Hierbei wird anstatt eines kurzen Laserpulses ein längerer Puls mit vielen Schwingungen (Multi-Cycle) verwendet (s. Abbildung c in „Quench- und Drive-Anregung der Higgs-Mode“). Dadurch wird das System mit der externen Laserfrequenz Ω angetrieben, was Schwingungen des Ordnungsparameters erzwingt. Die Theorie sagt voraus, dass die Ankopplung von Licht an das Cooper-Paar-Kondensat ein nichtlinearer Prozess ist, sodass das System effektiv mit der doppelten Frequenz 2Ω angetrieben wird: Es werden also Higgs-Oszillationen mit 2Ω induziert.

Wird die externe Frequenz Ω in Resonanz mit der intrinsischen Energie der Higgs-Mode gebracht, also $2\Omega = 2\Delta$, so erfolgt eine Verstärkung der Oszillationsamplitude. Dies kann anschaulich wieder im Bild des Pendels verstanden werden. Dieses Mal wird das Pendel durch einen externen Motor mit Exzentrerscheibe angetrieben, was den Laserpuls darstellt (s. Abbildung d in „Quench- und Drive-Anregung der Higgs-Mode“). Wird die treibende Frequenz auf die Eigenfrequenz des Pendels abgestimmt, so tritt eine Verstärkung der Pendeloszillation auf. Über das klassische Bild des Pendels hinausgehend gibt es im Supraleiter eine weitere Besonderheit. Da das Licht in einem nichtlinearen Prozess an das Kondensat ankoppelt, werden höhere Harmonische der Lichtfrequenz erzeugt. Die Resonanz des Lichts mit der Higgs-Mode ist dadurch in der dritten harmonischen Antwort (Third-Harmonic Generation, THG) sichtbar.

Nachweis im Experiment

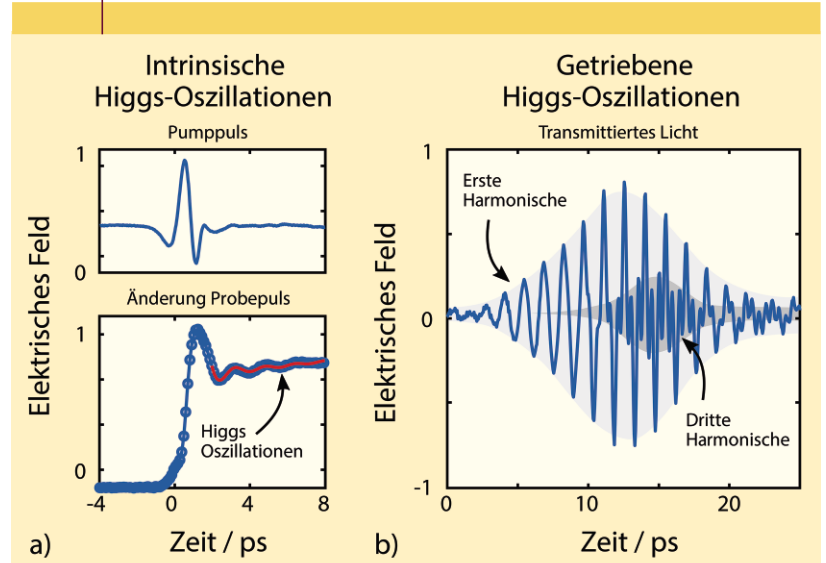
Ein erster experimenteller Nachweis der Higgs-Mode im supraleitenden Material NbSe₂ gelang schon 1980 mit Hilfe von Raman-Spektroskopie [8], was vor wenigen Jahren nochmals bestätigt wurde [9]. Allerdings wurde die Higgs-Mode dabei nicht direkt angeregt, so wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, sondern indirekt über eine Kopplung an eine andere Raman-aktive Mode. Die Higgs-Mode selbst induziert nämlich weder ein Dipolmoment noch ändert sie die Polarisierbarkeit, sodass sie nicht infrarot- oder Raman-aktiv ist. Sie ist also nicht mit Hilfe eines konventionellen Raman-Experiments, also inelastischer Lichtstreuung, messbar. Diese Anregung ist damit ein Spezialfall und nicht übertragbar auf andere Materialien.

Um die Higgs-Mode direkt durch ein Quench- oder Drive-Experiment anzuregen, muss man ein nichtlineares Lasereperiment im Terahertzbereich durchführen. Dies ist erst seit wenigen Jahren möglich, da die dafür nötige Technologie noch jung ist. Ein THz-Laser ist notwendig, da dieser Frequenzbereich der typischen Energie der Higgs-Mode von 2Δ entspricht, denn diese liegt im Bereich von wenigen meV. Ein Experiment im optisch sichtbaren Bereich hingegen würde durch die hohe Energie sämtliche Cooper-Paare aufbrechen und somit die Supraleitung zerstören. Außerdem sind phasenstabile Laser notwendig, um ein Experiment kontrolliert wiederholen zu können und um zu messen, wie die Higgs-Mode an das treibende Licht koppelt. Für ein Quench-Experiment ist zudem ein ultrakurzer THz-Laserpuls notwendig, der nur einen einzigen Schwingungszyklus enthält. Das gewährleistet eine Anregung in einem sehr kurzen Zeitraum, sodass das System aus dem Gleichgewicht gebracht wird.

Das erste Experiment dieser Art führte eine japanische Kollaboration 2014 am Material NbN durch [10]. Hierbei wurde der Supraleiter einerseits mit einem ultrakurzen THz-Pumpimpuls angeregt. Gemäß Abbildung a in „Quench- und Drive-Anregung der Higgs-Mode“ führt das zu einem schnellen Schrumpfen des Sombbrero-Potentials (1) und anschließenden intrinsischen Higgs-Oszillationen mit der Frequenz $2\Delta_\infty$ (2), wobei Δ_∞ der verringerte Ordnungsparameter nach dem Quench ist. Um die induzierten Oszillationen zu messen, führte die Kollaboration ihr Experiment in einer zeitverzögerten Pump-Probe-Anordnung durch. Hierbei wird nach dem Pumpimpuls zur Anregung ein zweiter schwächerer Probepuls eingesetzt, mit dem die lineare Antwort des schwingenden Systems abgetastet werden kann.

Das Ergebnis ist in Abbildung 4a zu sehen. In der oberen Grafik ist der Single-Cycle-Pumpimpuls gezeigt, der zu dem Quench des Systems führt und Higgs-Oszillationen induziert. Im unteren Teil ist die Änderung des Probepulses als Funktion der Zeit zwischen Pump- und Probepuls zu sehen. Man erkennt: Sobald der Pumpimpuls aktiv wird, kommt es zu einer starken Änderung des Probepulses. Nachdem der Pumpimpuls vorbei ist, treten Schwingungen auf. Diese Oszillationen lassen sich mit der von der Theorie vorher-

ABB. 4 | MESSUNGEN DER HIGGS-MODE

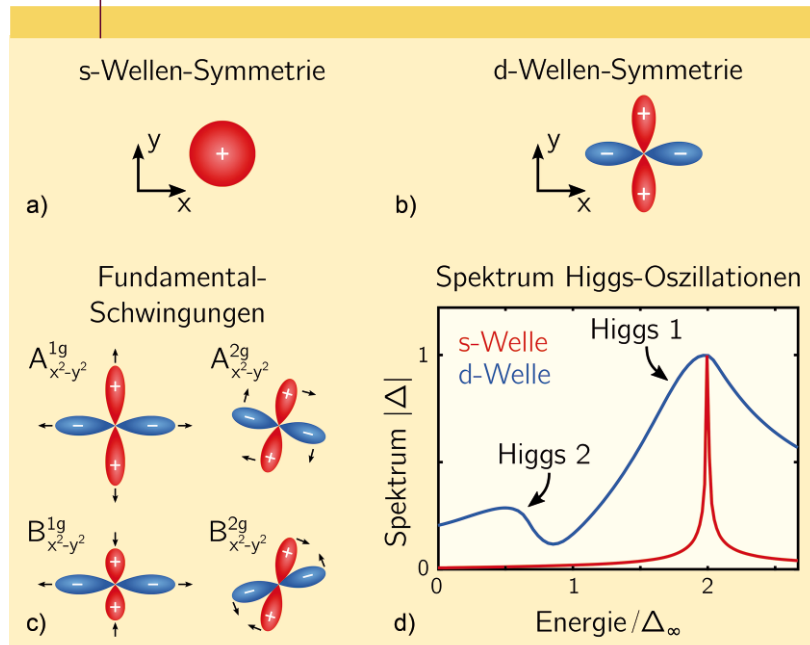


a) Quench-Messung an NbN [10]. Pumpimpuls (oben) und Änderung des Probepulses (unten) als Funktion der Zeitdifferenz im Experiment. Die induzierten Higgs-Oszillationen sind in der Änderung des Probepulses, also der optischen Leitfähigkeit erkennbar. b) Transmittiertes elektrisches Feld in einem Drive-Experiment an einem Kuprat [12]. Man findet sowohl das ursprüngliche elektrische Feld (erste Harmonische) als auch die dreifache Frequenz (dritte Harmonische), die durch die getriebenen Higgs-Oszillationen erzeugt wird. Die dritte harmonische Antwort zeigt eine Resonanz in der Amplitude, wenn die treibende Frequenz mit der Frequenz der Higgs-Mode übereinstimmt.

gesagten Higgs-Schwingung vergleichen, und man findet eine exzellente Übereinstimmung. Das bedeutet, dass die Higgs-Oszillationen des Ordnungsparameters in einem Pump-Probe-Experiment als Schwingungen des elektrischen Feldes messbar sind – und somit auch als Oszillationen in der optischen Leitfähigkeit. Neben dem Quenchen des Supraleiters wiesen die Japaner die Higgs-Mode im gleichen Material auch über das periodische Treiben nach (Abbildung 4b) [11], vergleiche Abbildung c in „Quench- und Drive-Anregung der Higgs-Mode“. Diese beiden Experimente demonstrieren somit die direkte Anregung und Messung der Higgs-Mode in Supraleitern.

Wir hatten schon auf den Unterschied zur Elementarteilchenphysik hingewiesen, wo das Higgs-Feld keine inneren Freiheitsgrade besitzt. Hier jedoch kann die innere Struktur des Higgs-Feldes, also des Cooper-Paar-Kondensats, neue Effekte verursachen. Ein Beispiel ist die Symmetrie des Ordnungsparameters. Konventionelle Supraleiter, wie das erwähnte NbN, besitzen eine s-Wellen-Symmetrie. Das bedeutet, dass der komplexe Ordnungsparameter in der Ortswellenfunktion der Cooper-Paare keinen Vorzeichenwechsel besitzt. In Abbildung 5a ist der einfachste Fall dargestellt, wobei der Ordnungsparameter homogen und isotrop ist, also konstant über den gesamten Raum. In unkonventionellen Supraleitern sind andere Symmetrien möglich, wie bei den Kupraten, den keramischen Hochtemperatursupraleitern. Diese besitzen eine d-Wellen-Symmetrie in der

ABB. 5 | HIGGS-SPEKTROSKOPIE



Schematische Darstellung der a) s-Wellen-Symmetrie und b) d-Wellen-Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters. c) Die vier fundamentalen Kondensat-Schwingungen eines d-Wellen-Supraleiters, die sich aus der hier zugrunde liegenden Kristallgitter-Punktgruppe ergeben. Die Notation der Schwingungen ist an die Gruppentheorie angelehnt [15]. d) Errechnetes Spektrum eines d-Wellen-Supraleiters, bei dem eine Kondensat-Schwingung wie in c) angeregt wurde. Es tritt eine zweite Higgs-Mode mit einer Energie unterhalb der üblichen $2\Delta_\infty$ -Mode auf [15]. Im Vergleich dazu zeigt ein s-Wellen-Supraleiter nur eine Mode.

Ortswellenfunktion (Abbildung 5b). Hierbei hängt der Wert des Ordnungsparameters von der Richtung ab und ändert sein Vorzeichen beim Überqueren der Diagonalen.

Erst kürzlich wurden an verschiedenen Kupraten Experimente zur Messung der Higgs-Mode gemacht [12]. Diese Experimente sind weitaus schwieriger durchzuführen als an NbN, da die Herstellung der benötigten dünnen Filme durch die komplexe Schichtstruktur der Kuprate nicht einfach ist. Zudem stehen die THz-Laser der benötigten Frequenz und Intensität momentan nur in großen Linearbeschleunigern zur Verfügung. Durch die d-Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters ist das Signal stärker gedämpft, da bei dieser Symmetrie nicht alle Cooper-Paare gebunden sind. Die d-Wellen-Symmetrie besitzt nämlich die Eigenschaft, dass der Ordnungsparameter und die damit verbundene Bindungsenergie den Wert null entlang der Diagonalen (Abbildung 5b) hat, wodurch es dort keine Energie kostet, Cooper-Paare aufzubrechen. Dies führt letztendlich dazu, dass Higgs-Anregungen zerfallen können. Aus diesem Grund wurde das Experiment mit der Methode des periodischen Treibens und Messung der dritten harmonischen Antwort durchgeführt (Abbildung 4b), um die Schwingungen des Ordnungsparameters länger aufrechterhalten zu können.

Die Auswertung der Daten zeigt, dass die Spektren deutlich komplexer werden. So sind zum einen durch die kom-

pliziertere Symmetrie des Kondensats Relativschwingungen möglich, bei denen positive und negative Bereiche gegen- und gleichphasig schwingen können (Abbildung 5c). Zum anderen besitzen diese Materialien eine Vielzahl von koexistierenden Phasen und Anregungen [13], an welche die Higgs-Mode koppeln kann, die damit das Spektrum verändern. Hier sind sowohl weitere Experimente nötig, um die auftretenden Effekte besser zu vermessen, als auch neue Theorien gefragt, um die beobachteten Daten korrekt zu verstehen.

Spektroskopie von Higgs-Moden

Während die ersten Experimente [10, 11] an s-Wellen-Supraleitern hauptsächlich die Nachweisbarkeit der Higgs-Mode demonstrierten, hat sich in den letzten Jahren gezeigt, dass das Feld der Higgs-Physik in unkonventionellen Supraleitern noch viel mehr beinhaltet. Wie bereits erwähnt, besitzt das Higgs-Feld in unkonventionellen Supraleitern durch die Symmetrie des Ordnungsparameters eine interne Struktur. Weiterhin wurden kürzlich auch exotische Supraleiter mit mehreren Ordnungsparametern entdeckt, die miteinander wechselwirken können [14], und Kopplungen der Higgs-Mode an koexistierende Moden sind prinzipiell möglich. All dies sind Effekte, die im Higgs-Feld der Elementarteilchenphysik nicht auftreten können, jedoch im Spektrum der Higgs-Oszillationen im Supraleiter sichtbar werden.

An diesem Punkt kommen wir zu unserer eigenen Forschungsarbeit im Rahmen des „Max Planck-UBC-UTokyo Center for Quantum Materials“, einer Kooperation des Max-Planck-Instituts für Festkörperforschung in Stuttgart mit der University of British Columbia (UBC) und der Universität von Tokio. Als ein Beispiel für die von uns weiterentwickelte Higgs-Spektroskopie betrachten wir die bereits erwähnten, möglichen Relativschwingungen eines d-Wellen-Supraleiters, dessen Ordnungsparameter Vorzeichenwechsel beim Überqueren der Diagonalen aufweist (Abbildung 5b).

Bringt ein Quench die Symmetrie aus dem Gleichgewicht, dann schwingt das Kondensat um seine ursprüngliche d-Wellen-Symmetrie. Je nach zugrundeliegender Punktgruppe – also der räumlichen Symmetrie – des Kristallgitters können wir diese Schwingungen in Fundamentalschwingungen klassifizieren [15]. Betrachten wir die induzierten Higgs-Oszillationen des Ordnungsparameters, so stellen wir fest, dass je nach Schwingung des Kondensats mehr als eine Higgs-Mode auftreten kann (Abbildungen 5c und d). Eine vollständige Klassifizierung und Charakterisierung von möglichen Higgs-Schwingungen erlaubt es somit, durch gezielte Anregung und Beobachtung von Higgs-Moden Rückschlüsse auf die Ordnungsparameter-Symmetrie zu ziehen.

Wie man sieht, verkomplizieren die internen Freiheitsgrade des Higgs-Feldes im Supraleiter zwar die Analyse der Higgs-Moden, bieten auf der anderen Seite jedoch eine Vielzahl an neuen Möglichkeiten, die im Bereich der Elementarteilchenphysik nicht gegeben sind. Im Gegensatz zur Elementarteilchenphysik ist im Supraleiter eine mikros-

kopische Beschreibung des Higgs-Feldes durch das Cooper-Paar-Kondensat vorhanden, wodurch die Prozesse zur Anregung und Untersuchung der Higgs-Mode auf einer viel detaillierteren Ebene möglich ist. Zugleich bedeutet dies aber auch, dass weitere theoretische Überlegungen notwendig sind, um alle auftretenden Phänomene zu verstehen.

In Zukunft könnte diese Spektroskopietechnik dazu verwendet werden, Kopplungen an andere Moden zu vermessen. Vor allem könnte sie zu einem besseren Verständnis des immer noch rätselhaften Mechanismus der Hochtemperatursupraleitung führen. Dies gilt auch für das Phänomen der zum Beispiel durch Licht induzierten Supraleitung (Physik in unserer Zeit **2015**, 46(5), 238). Durch die Spektroskopie von Higgs-Moden sieht die Higgs-Physik im Supraleiter damit einer vielversprechenden und spannenden Zukunft entgegen.

Zusammenfassung

Das Standardmodell postuliert ein Higgs-Feld, das durch den Higgs-Mechanismus die Masse aller Teilchen erzeugt. In Supraleitern existiert eine Analogie dazu, wobei das Cooper-Paar-Kondensat die Rolle des Higgs-Feldes einnimmt. Eine Anregung des Higgs-Feldes, das Higgs-Boson oder die Higgs-Mode, ist damit auch in Supraleitern möglich. Da im Gegensatz zum Standardmodell das Higgs-Feld im Supraleiter eine innere Struktur besitzt, ist das beobachtbare Spektrum komplexer und erlaubt eine Spektroskopie von Higgs-Moden. Mit dem neuen Werkzeug eröffnet sich auch ein neuer Einblick in den immer noch nicht verstandenen Mechanismus der Hochtemperatursupraleitung.

Stichwörter

Supraleitung, Cooper-Paar, Meißner-Ochsenfeld-Effekt, Anderson-Higgs-Mechanismus, Higgs-Boson, Higgs-Mode, Higgs-Spektroskopie, Hochtemperatursupraleitung.

Danksagung

Open Access Veröffentlichung ermöglicht und organisiert durch Projekt DEAL.

Literatur

- [1] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **1964**, 13, 508.
- [2] F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. **1964**, 13, 321.
- [3] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, T. W. B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **1964**, 13, 585.
- [4] G. Aad et al., Phys. Lett. B **2012**, 716, 1.
- [5] S. Chatrchyan et al., Phys. Lett. B **2012**, 716, 30.
- [6] P. W. Anderson, Phys. Rev. **1963**, 130, 439.
- [7] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **1957**, 108, 1175.
- [8] R. Sooryakumar, M. V. Klein, Phys. Rev. Lett. **1980**, 45, 660.
- [9] M.-A. Méasson et al., Phys. Rev. B **2014**, 89, 060503.
- [10] R. Matsunaga et al., Phys. Rev. Lett. **2013**, 111, 057002.
- [11] R. Matsunaga et al., Science **2014**, 345, 1145.
- [12] H. Chu et al., Nat. Commun. **2020**, 11, 1793.
- [13] B. Keimer et al., Nature **2015**, 518, 179.
- [14] H. Krull et al., Nat. Commun. **2016**, 7, 11921.
- [15] L. Schwarz et al., Nat. Commun. **2020**, 11, 287.

Die Autoren



Lukas Schwarz studierte Physik an der Universität Stuttgart. Er promovierte 2020 am MPI für Festkörperforschung im Bereich der Nichtgleichgewichtsphysik von Supraleitern, wobei er deren kollektive Anregungen untersuchte und die Theorie der Higgs-Spektroskopie entwickelte.



Stefan Kaiser promovierte 2010 an der Universität Stuttgart und arbeitete als Postdoc mit Schwerpunkt lichtinduzierter Supraleitung am MPI für die Struktur und Dynamik der Materie in Hamburg. Seit 2014 leitet er die Max-Planck-Forschungsgruppe für Ultraschnelle Festkörperspektroskopie am MPI für Festkörperforschung und ist Juniorprofessor an der Universität Stuttgart. Sein Forschungsschwerpunkt liegt auf der optischen Kontrolle und zeitaufgelösten Spektroskopie von Quantenmaterialien.



Dirk Manske 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-UBC-UTokyo Center for Quantum Materials.

Anschrift

Dr. Lukas Schwarz, Prof. Dr. Stefan Kaiser, Prof. Dr. Dirk Manske, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstr. 1, 70569 Stuttgart, Germany. Lukas.Schwarz@fkf.mpg.de, S.Kaiser@fkf.mpg.de, D.Manske@fkf.mpg.de