

## SUPRALEITUNG

# Paarweise im Fluss

Vor fünfzig Jahren gelang der Nachweis der Flussquantisierung in Supraleitern.

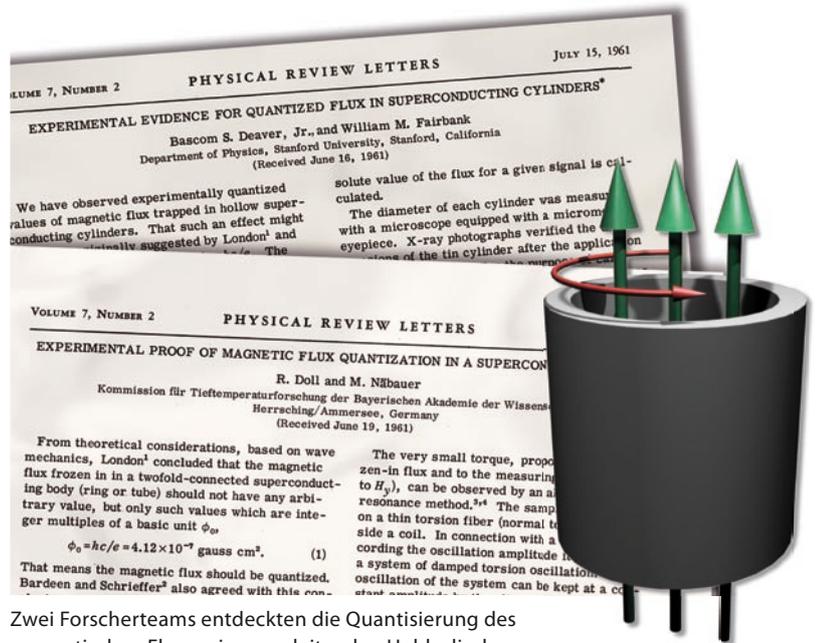
Dietrich Einzel und Rudolf Gross

Die Entdeckung der Flussquantisierung gilt selbst in einem Gebiet wie der Supraleitung, das so reich an Überraschungen ist, als herausragendes Ereignis, mit weitreichender Bedeutung für Anwendungen und andere Gebiete der Physik. Erstaunlicherweise haben zwei Arbeitsgruppen diese wichtige Entdeckung fast zeitgleich und ohne Kenntnis voneinander gemacht.

Die entscheidende Zutat der mikroskopischen Erklärung der Supraleitung durch John Bardeen, Leon Cooper und Robert Schrieffer aus dem Jahre 1957 ist die Paarhypothese [1]. Im supraleitenden Zustand bilden sich demnach Elektronenpaare. Diese Quasibosonen haben die doppelte Elementarladung, also  $q=ke$  mit  $k=2$ . Da allerdings auch die Masse und die Dichte der Quasibosonen mit  $k$  skalieren, kürzt sich dieser Faktor in vielen physikalischen Größen wie der Londonschen Eindringtiefe heraus und lässt sich somit nicht messen. Anders ist dies jedoch bei der Quantisierung des magnetischen Flusses,  $\Phi=n\Phi_0$  ( $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ). Bei der Größe  $\Phi_0=h/ke$  kürzt sich der Faktor  $k$  gerade nicht heraus. Die Bestimmung von  $\Phi_0$  zu  $h/2e$ , also  $k=2$ , bot daher die Möglichkeit, die Paarhypothese der BCS-Theorie experimentell zu belegen.

Heute wissen wir, dass streng genommen nur das Fluxoid quantisiert ist und dies eine direkte Folge der makroskopischen Quantennatur des supraleitenden Grundzustands ist (Infokasten). Der magnetische Fluss ist dagegen nur in einigen Spezialfällen quantisiert wie in den beiden entscheidenden Experimenten mit supraleitenden Hohlzylindern aus dem Jahre 1961 [2, 3], die wir im Folgenden vorstellen möchten. Dass von der Entdeckung der Supraleitung durch Kamerlingh Onnes [4] bis zum Nachweis der Flussquantisierung fünfzig Jahre vergehen mussten, resultiert sowohl aus dem über viele Jahrzehnte mangelnden theoretischen Verständnis der Supraleitung als auch den großen experimentellen Herausforderungen.

Fritz London sagte 1950 in einer Fußnote seines Buches „Superfluids“ erstmals die Existenz eines Fluxoid-Quants der Größe  $\Phi_L=h/e=2\Phi_0$  voraus [5].<sup>1)</sup> Dieser Vorhersage lag jedoch die falsche Annahme zugrunde, dass sich die einzelnen Elektronen im Supraleiter durch Zustände mit unendlich großer Phasenkohärenzlänge beschreiben lassen. Dies entsprach der Bohr-Sommerfeld-Quantisierung des Drehimpulses dieser Einelektronenzustände.



Zwei Forscherteams entdeckten die Quantisierung des magnetischen Flusses in supraleitenden Hohlzylindern.

Die BCS-Theorie lieferte trotz der in ihr enthaltenen Hypothese der Paarkorrelationen keine Vorhersage für die Flussquantisierung, da sie nicht eichinvariant formuliert worden war. 1959 erwähnte Lars Onsager in einem Gespräch mit Bill Fairbank ohne Begründung die Möglichkeit, dass das Fluxoid-Quant  $\Phi_0=h/ke$  die Paarlading, also  $k=2$  enthalten könne. Wenig später gab es sogar Überlegungen, im Ausdruck für das Fluxoid-Quant  $k=N$ , mit der Teilchenzahl  $N$ , zu setzen, was seine experimentelle Beobachtbarkeit natürlich völlig ausschließen würde. Gegen Ende der 1950er-Jahre waren die Vorhersagen somit widersprüchlich und die Zeit war reif für eine experimentelle Überprüfung.

1) Dieser Fall entspricht  $k=1$  und damit dem Vorliegen von fiktiven geladenen Bosonen.

## KOMPAKT

- Fritz London sagte 1950 erstmals ein Quant des magnetischen Flusses in Supraleitern mit der Größe  $\Phi_L=h/e=2\Phi_0$  voraus.
- 1961 wiesen Robert Doll und Martin Näbauer sowie Bascom S. Deaver Jr. und William M. Fairbank völlig unabhängig voneinander die Quantisierung nach. Ihre Ergebnisse entsprachen allerdings nicht Londons Vorhersage, sondern lieferten vielmehr den Wert  $\Phi_0=h/2e$ .
- Die Flussquantisierung ist eine direkte Folge der makroskopischen Quantennatur des supraleitenden Grundzustands und ein direkter Beleg für die BCS-Theorie.

Priv.-Doz. Dr. Dietrich Einzel, Walther-Meißner-Institut für Tieftemperaturforschung; Prof. Dr. Rudolf Gross, Walther-Meißner-Institut für Tieftemperaturforschung, Bayerische Akademie der Wissenschaften, 85748 Garching und Physik-Department, Lehrstuhl für Technische Physik E23, Technische Universität München, 85748 Garching

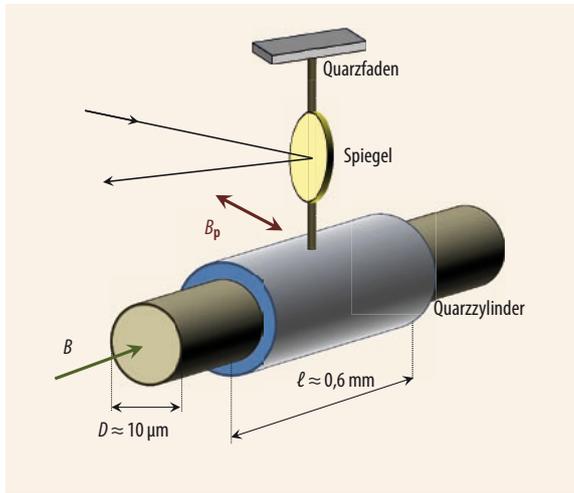


Abb. 1 Aufbau des Doll-Näbauer-Experiments: Der Innendurchmesser  $D$  des Hohlzylinders aus Blei betrug nur  $10 \mu\text{m}$ . Damit bewirkten das Erdmagnetfeld oder andere Störfelder einen Fluss von weniger als einem Flussquant im Zylinder.

Am Herrschinger Lehrstuhl von Walther Meißner, einem Pionier der Tieftemperaturforschung, wurden 1960 Robert Doll, Martin Näbauer und der Gastprofessor Gerhard Schubert aus Mainz auf die erwähnte Fußnote in Londons Buch aufmerksam. Diese inspirierte sie dazu, die Flussquantisierung mithilfe eines supraleitenden Hohlzylinders aus Blei zu überprüfen. Meißner war zu diesem Zeitpunkt an der Planung für dieses Experiment nicht beteiligt. Daher galt es, ihn mit einer detaillierten Abschätzung der Fehler und der Erfolgsaussichten vom Wert des Experiments zu überzeugen. Meißner gab schließlich grünes Licht, wenn auch nicht ohne Vorbehalte. Auch gab er zu

verstehen, dass er mit dem Projekt weiter nichts zu tun haben wolle.

Die experimentelle Anordnung zum Nachweis des Quantisierungseffekts war bereits vorhanden und stammte aus der Zeit von Dolls Doktorarbeit. Dabei handelte es sich um ein Torsionspendel, das ursprünglich zur Messung des gyromagnetischen Effekts kleiner supraleitender Kugeln gedient hatte (Abb. 1). Der Plan bestand darin, mit diesem Torsionspendel das Drehmoment zu messen, das entsteht, wenn der supraleitende Hohlzylinder mit eingefrorenem (quantisierten) Fluss in ein zu seiner Achse senkrecht Pruffeld  $B_p$  gebracht wird. Das resultierende Drehmoment ist proportional zum eingefrorenen Fluss, den das während der Abkühlung auf die Sprungtemperatur angelegte Magnetfeld  $B$  bestimmt. Da das Drehmoment sehr klein ist, verwendeten Doll und Näbauer ein zeitlich oszillierendes Magnetfeld  $B_p$ , dessen Frequenz gerade der Resonanzfrequenz des Torsions-Oszillators entsprach. Dies erhöhte die Auslenkung um den Gütefaktor des Oszillators, die sich so mithilfe eines Lichtzeigers genügend genau messen ließ.

Die ersten, bereits 1960 durchgeführten Messungen führten zu keinen verwertbaren Resultaten, wohl deshalb, weil die Schrittweite von  $B$  zu groß gewählt worden war. Erwartet wurde ja zunächst  $\Phi_L = h/e$  und nicht  $\Phi_0 = h/2e$ . In einer zweiten Messreihe Anfang 1961 verkleinerten sie die Feldschritte deutlich. Bei einem Feld von  $0,1 \text{ Oe}$  konnten sie eine erste wohldefinierte Stufe in der Resonanzamplitude beobachten, die ein direktes Maß für den eingefrorenen Fluss ist. Wenig später gelang ihnen der Nachweis, dass dieser keine lineare sondern eine stufenförmige Funktion des Magnetfelds

THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER FLUXOID-QUANTISIERUNG

Die Fluxoid-Quantisierung lässt sich mit elementarer Quantenmechanik ableiten. Ausgangspunkt ist ein Kondensat von möglicherweise zusammengesetzten Teilchen mit der Masse  $m = k m_0$  und der Ladung  $q = k e$ , wobei  $m_0$  und  $e$  die Masse bzw. Ladung des Elektrons sind. Der Parameter  $k$  beträgt 1 für Bosonen und 2 für Fermionenpaare (Quasibosonen). Das Kondensat lässt sich dann mit einer pseudo-bosonischen, makroskopischen Wellenfunktion beschreiben,

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \psi_0(\mathbf{r}, t) \exp[i\theta(\mathbf{r}, t)].$$

Diese stellt einen zweikomponentigen Ordnungsparameter  $\{\psi_0, \theta\}$  dar, der durch eine makroskopische Phasenkohärenz charakterisiert ist. Die Größe

$$n_s(\mathbf{r}, t) = k |\psi_0(\mathbf{r}, t)|^2$$

lässt sich als Kondensatdichte interpretieren.

Als quantenmechanische Wellenfunktion muss  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  eindeutig sein. Diese Tatsache können wir ausnutzen, wenn wir die skalare Phase  $\theta$  oder Wirkung  $S = \hbar \theta$  entlang eines geschlossenen Pfades  $C$  innerhalb eines mehr-

fach verbundenen Supraleiters (z. B. Hohlzylinder, Abb.) integrieren:

$$\oint_C d\mathbf{r} \cdot \nabla \theta = 2\pi n \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

Die Kondensat-Stromdichte  $\mathbf{J}_s$  kann man aus der Schrödinger-Gleichung für  $\Psi$ , aus der sich das Erhaltungsgesetz  $\partial_t n_s + \nabla \cdot \mathbf{J}_s = 0$  ergibt, ableiten zu

$$\mathbf{J}_s = e n_s \mathbf{v}_s$$

mit dem Geschwindigkeitsfeld

$$\mathbf{v}_s = \frac{1}{k m_0} (\mathbf{p} - k e \mathbf{A}).$$

Identifizieren wir nun

$$\mathbf{p} = \hbar \nabla \theta(\mathbf{r}, t) = k m_0 \mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t) + k e \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$$

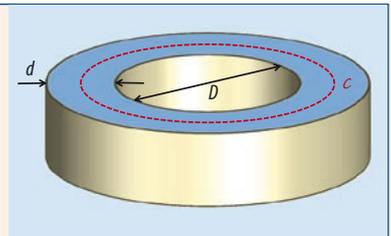
als kanonischen Impuls des Kondensats, so ergibt sich aus der Integration der skalaren Phase die Beziehung

$$\frac{1}{k e} \oint_C \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r} = \oint_C \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} + \frac{m_0}{e} \oint_C \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{r} = n \frac{h}{k e},$$

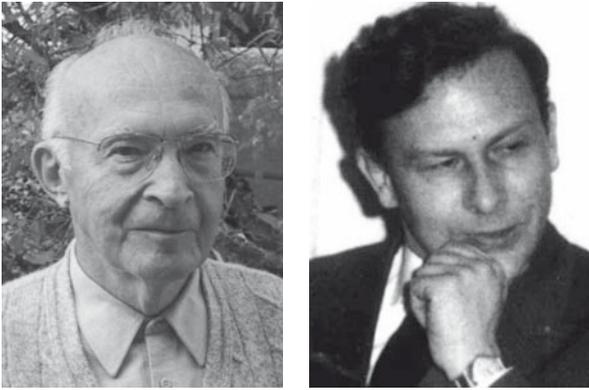
die der üblichen Bohr-Sommerfeld-Quantisierung für den Drehimpuls des Kondensats entspricht. Daraus ergibt sich, dass das Fluxoid

$$\Phi = \Phi' + \Phi'' = n \frac{h}{k e} = n \Phi_0$$

quantisiert ist, nicht aber seine Kom-



ponenten  $\Phi' = \oint_C \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r}$  und  $\Phi'' = (m_0/e) \oint_C \mathbf{v}_s \cdot d\mathbf{r}$ . Der Beitrag  $\Phi'$  entspricht dem magnetischen Fluss, der die vom Integrationspfad  $C$  umschlossene Fläche durchdringt,  $\Phi''$  resultiert aus einer endlichen Kondensatstromdichte  $\mathbf{J}_s \propto \mathbf{v}_s$  entlang des Pfades. Doll und Näbauer sowie Deaver und Fairbank verwendeten Hohlzylinder mit Wandstärken  $d$ , die groß gegen die Londonische Eindringtiefe  $\lambda_L$  sind. Da  $\mathbf{J}_s$  nur in einer dünnen oberflächennahen Schicht der Größenordnung  $\lambda_L$  endlich ist, lässt sich für diese Experimente immer ein Integrationspfad weit im Inneren des Supraleiters finden, entlang dem  $\mathbf{J}_s = 0$  und somit  $\Phi'' = 0$ . In diesem Spezialfall entspricht die Fluxoid-Quantisierung der Flussquantisierung.



**Abb. 2** Robert Doll (geb. 1923, links) kam 1949 an Walther Meißners Lehrstuhl für Technische Physik der TH (heute TU) München [6], bei dem er 1958 über den „Gyromagnetischen Effekt in Supraleitern“ promovierte. Martin Näbauer (1919 – 1962) war seit 1951 als wissenschaftlicher Mitarbeiter Kollege von Doll.

$B$  ist, wobei sowohl die Höhen als auch die Abstände der Stufen ganzzahlige Vielfache des Flussquants tragen. Im April 1961 hielten Doll und Näbauer (Abb. 2) die Evidenz für das Vorliegen eines quantisierten magnetischen Flusses für gesichert. Ihre Ergebnisse entsprachen allerdings nicht dem von London vorhergesagten Flussquant  $\Phi_L$ , sondern vielmehr  $\Phi_0 = 1/2 \Phi_L$ , den sie mit einer Genauigkeit von 20 Prozent angeben konnten. Die beiden Physiker wussten damals natürlich noch nicht, dass dies tatsächlich der für Supraleiter erwartete Wert ist.

Deaver und Fairbank (Abb. 3) verwendeten ebenfalls winzige supraleitende Hohlzylinder, allerdings aus Zinn und nicht aus Blei. Sie kühlten diesen für unterschiedliche  $B$ -Werte unter  $T_c$  ab, schalteten das  $B$ -Feld aus und bestimmten den im Hohlzylinder eingefrorenen magnetischen Fluss mit einem Foner-Magnetometer. Hierzu ließen sie den Zylinder entlang seiner Längsachse mit einer Frequenz von 100 Hz in zwei zu einem Gradiometer verschalteten Detektionsspulen schwingen. Deren Ausgangsspannung wurde zunächst im Normalzustand des Zylinders kalibriert. Aus der im supraleitenden Zustand gemessenen Induktionsspannung konnten sie dann auf den im Zylinder eingefrorenen magnetischen Fluss schließen. Aufgrund der geringen Größe des mit einem Flussquant verbundenen magnetischen Moments bewegten sie sich an der Auflösungsgrenze der damaligen Foner-Magnetometer, was die Messungen sehr schwierig machte.

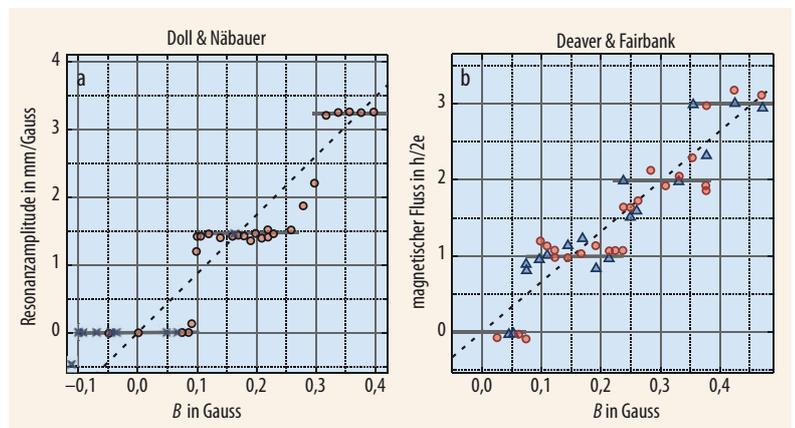
Während Deaver experimentierte, hörte er von drei weiteren Versuchen, den quantisierten Fluss von Supraleitern zu messen – alle erfolglos. Es ist daher bemerkenswert, dass Deaver und Fairbank von dem vierten Unternehmen, nämlich dem Herrschinger Experiment, nichts mitbekamen, und umgekehrt. Am 3. Mai 1961 konnte Deaver die ersten definitiven Hinweise auf quantisierten Fluss verbuchen. Er und Fairbank waren wie Doll und Näbauer darüber verwundert, dass das von ihnen bestimmte Flussquant um einen Faktor zwei von der Londonschen Vorhersage abwich. Doch Fairbank erinnerte sich sofort an den Kommentar von Lars Onsager und bemerkte, dass der Messwert bis auf 20 Prozent mit einem Flussquant  $h/2e$  übereinstimmte.



**Abb. 3** Bascom Deaver Jr. (geb. 1930, links) kam 1959 an die Stanford University, um bei William Fairbank (1917 – 1989) zu promovieren, der wie Meißner ein Pionier der Tieftemperaturphysik war [7]. Fairbank war kurz zuvor von der Duke University gekommen, wo zu dieser Zeit auch noch Fritz London arbeitete.

Beide Gruppen nahmen an der IBM-Konferenz „Fundamental Research in Superconductivity“ teil, die vom 15. bis 17. Juli 1961 in Yorktown Heights stattfand. Bill Little hatte die Aufgabe übernommen, die Daten von Deaver und Fairbank, die er wenige Stunden vor seiner Abreise bekommen hatte, bei der Konferenz vorzustellen. Martin Näbauer hatte den Vortrag „Experimente zur Quantisierung des magnetischen Flusses in Supraleitern“ in der Tasche. Am Vorabend seiner Präsentation besuchte ihn Little in seinem Hotel und erkundigte sich eingehend nach der Versuchsanordnung und den Ergebnissen, die Näbauer ihm auch bereitwillig in allen Details auseinandersetzte [8].

Am 15. Juni hielt Näbauer seinen eigenen Vortrag, gefolgt von Little, der schließlich auch die Daten von Deaver und Fairbank präsentierte. Eine hitzige Diskussion entflammte, die allerdings in der Überzeugung aller Anwesenden kulminierte, dass der Faktor  $k=2$  unbedingt nötig sei, um die Daten der beiden Experimente zu verstehen (Abb. 4). Näbauer wurde sofort klar, dass es überfällig war, ihre Arbeit zu veröffentlichen. Dies hatte sich nicht zuletzt deshalb verzögert, weil Meißner doch den Wunsch hegte, als Koautor mit auf der Veröffentlichung zu stehen. Näbauer schickte daher ein „heißes“ Telegramm nach Herrsching mit der dringenden Frage, was denn mit dem Paper los



**Abb. 4** Die Experimente von Doll und Näbauer in Herrsching (a) [2] und Deaver und Fairbank in Stanford (b) [3] belegen

die Quantisierung des magnetischen Flusses in supraleitenden Hohlzylindern.

sei. Zu dieser Zeit waren die Diskussionen zwischen Doll und Meißner noch nicht abgeschlossen. Das Telegramm bewirkte jedoch bei Meißner die Einsicht, nicht weiter zu insistieren, sodass die Arbeit schließlich am 19. Juni – drei Tage nach der von Deaver und Fairbank – bei Physical Review Letters eingereicht wurde. Beide Arbeiten erschienen schließlich in derselben Ausgabe.

## Vom Grundlagensphänomen zur Anwendung

Zum Zeitpunkt ihrer Entdeckung war die Fluxoid-Quantisierung eine direkte Manifestation der makroskopischen Quantennatur des supraleitenden Zustands und ein direkter Beleg für die Paarhypothese der BCS-Theorie. Auch in der Folgezeit dienten Fluxoid-Quantisierungsexperimente dazu, wichtige Informationen über Supraleiter zu gewinnen. So wiesen Kirtley und Tsui 1995 in ihrem berühmten Trikristallexperiment nach, dass der Ordnungsparameter der Kupratsupraleiter eine d-Wellensymmetrie besitzt. Der Trick bei diesem Experiment war, die Orientierung der drei Kristallite so zu wählen, dass entlang eines geschlossenen Pfades  $C$  um ihren gemeinsamen Berührungspunkt der Beitrag  $\Phi''$  (siehe Infokasten) für einen d-Wellensupraleiter genau  $h/4e$  ergibt, während er für einen s-Wellensupraleiter verschwindet. Um die Fluxoid-Quantisierung zu erfüllen, muss dann der magnetische Fluss, der die von der Konturlinie  $C$  umschlossene Fläche durchsetzt, für einen d-Wellensupraleiter auch  $\Phi' = h/4e$  betragen, auch dann wenn der Supraleiter im Nullfeld unter seine Sprungtemperatur abgekühlt wurde. Ein solches spontan gebildetes „halbzahlige Flussquant“ ließ sich in der Tat beobachten [9]. In der Folgezeit gelangen zahlreiche Experimente mit regelmäßigen Anordnungen von solchen „halbzahligen Flussquanten“ [10].

Für Anwendungen erschien die Fluxoid-Quantisierung zunächst uninteressant zu sein, da sich der einmal in einem Zylinder oder Ring eingefrorene, quantisierte magnetische Fluss nur mühsam ändern ließ. Dies änderte sich mit der Entdeckung des Josephson-Effektes im Jahr 1962 [11]. Durch den Einbau eines oder mehrerer Josephson-Kontakte in einen supraleitenden Ring gelang es, gezielt Schwachstellen zu erzeugen, über die eine einfache und schnelle Änderung des Flussinhalts möglich war. Diese geniale Kombination von Fluxoid-Quantisierung und Josephson-Effekt begründete zahlreiche bis heute wichtige Einsatzmöglichkeiten der Supraleitung, die von der Präzisionsmesstechnik bis zur Informationstechnologie reichen. So lassen sich mit supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren (SQUIDs) Magnetfelder nachweisen, die um einen Faktor  $10^{-11}$  schwächer sind als das Erdfeld. Sie kommen in der Medizintechnik (Magnetokardiographie und -enzephalographie), bei der zerstörungsfreien Materialprüfung oder in der Geoprospektion als Sensoren zum Einsatz. Schaltkreise für die Informationsverarbeitung können einzelne Flussquanten be-

wegen und speichern (Flussquanten-Logik), die so die Rolle von Ladungen und Strömen in konventionellen logischen Schaltungen übernehmen. Aufgrund der höheren Bewegungsgeschwindigkeit von Flussquanten sind Schaltkreise mit Taktfrequenzen oberhalb von 500 GHz möglich.

Im letzten Jahrzehnt hat man damit begonnen, auf der Basis der Fluxoid-Quantisierung supraleitende Quantenschaltkreise zu realisieren. Ein wichtiges Beispiel sind die Fluss-Quantenbits, die als Basiselemente für zukünftige Quanteninformationssysteme dienen und mit denen heute auch grundlegende Experimente zur Quantenelektrodynamik (QED) durchgeführt werden.<sup>2)</sup> So war es vor kurzem am Walther-Meißner-Institut erstmals möglich, mit Fluss-Quantenbits eine ultrastarke Licht-Materie-Wechselwirkung herbeizuführen, die um viele Größenordnungen stärker ist als die Wechselwirkung natürlicher Atome in Cavity-QED-Experimenten [12]. Ohne Zweifel dürfte die Fluxoid-Quantisierung weiterhin die Basis für faszinierende Experimente und Anwendungen bilden.

## Literatur

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957); Phys. Rev. **108**, 1175 (1957)
- [2] R. Doll und M. Näbauer, Phys. Rev. Lett. **7**, 51 (1961); Z. Phys. **169**, 526 (1962)
- [3] B. S. Deaver und W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. **7**, 43 (1961)
- [4] H. Kamerlingh Onnes, Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, Nr. 122 und 124 (1911)
- [5] F. London, Superfluids, Wiley, New York (1950), S. 153
- [6] R. Gross und D. Einzel, Akademie Aktuell 02/2009, S. 47
- [7] B. S. Deaver in: J. D. Fairbank et al. (Hrsg.), Near Zero – New Frontiers in Physics, Freeman, New York (1988), S. 260
- [8] G. Möllenstedt, Physikal. Blätter, Februar 1987, S. 60
- [9] J. R. Kirtley et al., Nature **373**, 225 (1995)
- [10] H. Hilgenkamp et al., Nature **422**, 50 (2003)
- [11] B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962)
- [12] T. Niemczyk et al., Nature Physics **6**, 772 (2010); F. Deppe et al., Nature Physics **4**, 686 (2008)

## DIE AUTOREN

**Dietrich Einzel** (FV Tiefe Temperaturen) studierte Mathematik und Physik in Frankfurt und Hamburg und promovierte 1980 bei Peter Wölfle im München. Nach diversen Auslandsaufenthalten wurde er 1984 fester wissenschaftlicher Mitarbeiter am Walther-Meißner-Institut, wo er sich mit der Theorie der Supraleitung und der Quantenflüssigkeiten beschäftigt. Seit seiner Habilitation 1996 ist er Privatdozent an der TU München. Seit 2001 gehört er zum Sprecherkollegium der Bayerischen Akademie der Wissenschaften.



**Rudolf Gross** (FV Tiefe Temperaturen) studierte Physik an der Universität Tübingen, wo er 1987 bei Rudolf Hübener promovierte. Nach Forschungsaufenthalten im japanischen Tsukuba und bei IBM in Yorktown Heights kehrte er nach Tübingen zurück, wo er sich 1993 habilitierte. Von 1996 bis 2000 war er Ordinarius am II. Physikalischen Institut der Universität zu Köln, von wo er an die TU München wechselte, wo er nun sowohl Ordinarius am Lehrstuhl für Technische Physik E23 als auch als Direktor des Walther-Meißner-Instituts ist. Sein Arbeitsgebiet ist die Tieftemperatur-Festkörperphysik.



2) In Analogie zur Cavity-QED in der Atomoptik heißt dieses neue Gebiet Circuit- oder Schaltkreis-QED.