

STERN-GERLACH-MEDAILLE

Eine neue Materialklasse

Innen Isolator, außen ein sehr guter Leiter: Topologische Isolatoren überraschen durch ihre faszinierenden Eigenschaften.

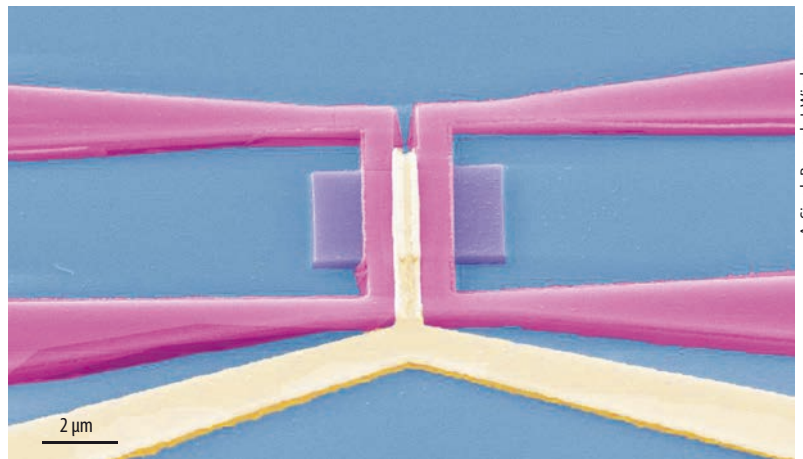
Martin Stehno, Hartmut Buhmann und Laurens W. Molenkamp

Topologische Isolatoren besitzen ungewöhnliche elektronische Eigenschaften: Im Inneren sind sie Isolatoren, an der Oberfläche leiten sie Strom durch topologisch geschützte, metallische Zustände nahezu ohne Widerstand. Noch sind sie Gegenstand der Grundlagenforschung, aber künftig könnten sie die Basis elektronischer Bauteile mit niedrigem Energieverbrauch sein und in Kombination mit Supraleitung eine Plattform für Quantencomputer bilden.

Topologische Phänomene in der Leitfähigkeit sind bekannt, seit Klaus von Klitzing, Gerhard Dorda und Michael Pepper 1980 den ganzzahligen Quanten-Hall-Effekt entdeckten [1]. Dabei ist die Hall-Leitfähigkeit eines zweidimensionalen Elektronengases in einem starken senkrecht angelegten Magnetfeld in Stufen von e^2/h quantisiert. Die beeindruckende Genauigkeit der Quantisierung deutet darauf hin, dass das zugrundeliegende physikalische Prinzip nicht von Details des Materials abhängt. In einer wichtigen Pionierarbeit zeigten David Thouless, Mahito Kohmoto, Peter Nightingale und Marcel den Nijs zwei Jahre später, dass eine topologische Invariante, die so genannte Chern-Zahl, die Hall-Leitfähigkeit festlegt [2].

Die Chern-Zahl ähnelt in ihrer geometrischen Bedeutung dem Satz von Gauß-Bonnet: Das Integral über die Krümmung einer geschlossenen Fläche ist durch die Anzahl der Löcher gegeben, die der Körper besitzt, den die Fläche umschließt. Sein Wert hängt nicht von der genauen Geometrie der Oberfläche ab, weil die Anzahl der Löcher bei einer stetigen Deformation gleich bleibt. Analog leitet sich die Chern-Zahl aus der Zahl besetzter Landau-Niveaus ab. Sie lässt sich nicht durch stetige Veränderung des Hamilton-Operators ändern – aus diesem Grund ist der Quanten-Hall-Effekt so robust. Ändert sich aber die Anzahl besetzter Landau-Niveaus, kann ein topologischer Phasenübergang stattfinden, der die Chern-Zahl modifiziert. Die Volumen-Rand-Korrespondenz besagt, dass die Chern-Zahl direkt mit der Anzahl chiraler Randzustände am Übergang des Systems zum Vakuum zusammenhängt.

Charles Kane und Eugene Mele identifizierten 2005 einen weiteren Effekt, der im Gegensatz zum Quanten-Hall-Effekt keines Magnetfelds bedarf: den Quanten-Spin-Hall-Effekt [3]. In einem vereinfachten Bild lässt er sich als Überlagerung zweier Kopien des



A. Singh Buppai, J. Wiedenmann

Quanten-Hall-Effekts mit entgegengesetztem Magnetfeld ansehen (Abb. 1). Zwei Randzustände mit einer linearen Dirac-artigen Energiedispersion laufen in entgegengesetzte Richtung. Da Elektronen Spin-1/2-Teilchen sind, müssen rechts- und linkslaufende Teilchen entgegengesetzten Spin haben. Dieser Zustand ist zeitumkehrinvariant und entspricht einem Kramers-Paar. Die Chern-Zahl ergibt für topologische Isolatoren eine neue topologische Invariante, die angibt, ob die Anzahl der Kramers-Paare gerade oder ungerade ist. Nach dem Kramers-Theorem entsteht nur bei einer ungeraden Anzahl ein topologisch geschützter Zustand [4]. Ausschließlich Streuprozesse, welche die Zeitumkehrinvarianz brechen, können die Leitfähigkeit dieser eindimensionalen helikalen Randzustände zerstören. Daher ist der Leitwert in Systemen mit Quanten-Spin-Hall-Effekt ebenfalls quantisiert.

Topologische Isolatoren gehen immer mit einer invertierten Bandstruktur einher. Dabei ist die energetische Ordnung des Leitungs- und Valenzbands im

Im Rastertunnelmikroskop zeigen sich supraleitende Kontakte (rosa), Top-Gate-Elektrode (gold) und (Hg,Cd)Te (lila) eines Josephson-Kontakts.

KOMPAKT

- Ein topologischer Isolator ist im Inneren ein Isolator. An der Oberfläche bilden sich aber leitende Zustände.
- Die Oberflächenzustände sind topologisch geschützt: Nur Prozesse, welche die Zeitumkehrinvarianz brechen, können sie zerstören.
- Mit dem Halbleiter HgTe lassen sich zwei- und dreidimensionale topologische Isolatoren realisieren.
- Hybridstrukturen aus HgTe und Supraleitern ergeben Josephson-Kontakte, mit denen Majorana-artige Zustände in Festkörpern nachgewiesen wurden.

Prof. Dr. Laurens W. Molenkamp, Dr. Martin Stehno und Prof. Dr. Hartmut Buhmann, Physikalisches Institut (EP3), Universität Würzburg, Am Hubland, 97074 Würzburg – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung der Stern-Gerlach-Medaille 2017 auf der Jahrestagung der DPG in Münster

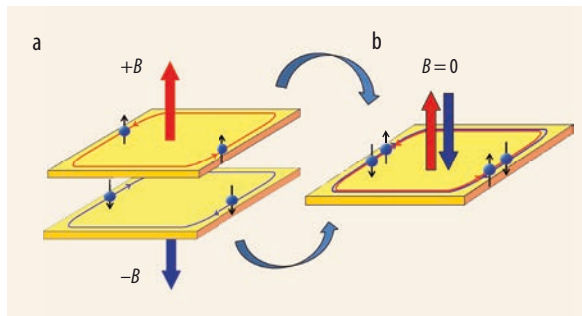


Abb. 1 Der Quanten-Hall-Effekt im extremen Quantenlimit des Füllfaktors $\nu = 1$ für zwei antiparallele Magnetfeldausrichtungen (a) lässt sich zu einem resultierenden Magnetfeld $B = 0$ überlagern (b). Diese Situation entspricht dem Quanten-Spin-Hall-Zustand mit zwei gegenläufigen Randkanälen antiparalleler Spin-Polarisation.

Volumen des Materials umgekehrt zur Ordnung an der Oberfläche. Ursache für diese Inversion im Inneren können relativistische Effekte sein, beispielsweise der Darwin-Term, die Massen-Geschwindigkeitskorrektur und die Spin-Bahn-Kopplung. Am Rand eines topologischen Isolators verringert sich die Wirkung dieser Effekte, sodass beim Übergang zum Vakuum oder einem anderen, normalen Halbleiter bzw. Isolator die Inversion verschwindet und sich die Bänder kreuzen (Abb. 2). Während ein Verschieben der Fermi-Energie den isolierenden Zustand eines normalen Halbleiters bzw. Isolators immer erhält, ist es beim topologischen Isolator nicht möglich, den Bereich leitender Oberflächenzustände zu verlassen. Auch ein Abtragen des Oberflächenmaterials zerstört den Oberflächenzustand nicht, weil sich die Bänder an der Oberfläche immer kreuzen müssen.

Kane und Mele schlugen vor, den Quanten-Spin-Hall-Effekt in Graphen zu suchen. Da die relevante Spin-Bahn-Kopplung aber zu schwach ist, ließ er sich nicht auffinden. Basierend auf einem Modell zur Berechnung von Bandstrukturen aus Würzburg [5] zeigten Andrei Bernevig und Kollegen 2006, dass Elektronensysteme in Quecksilbertellurid (HgTe)-Quantentrogstrukturen einen topologisch geschützten Randzustand aufweisen sollten [6]. Diese Strukturen konnten wir 2007 als Quanten-Spin-Hall-Effekt nachweisen [7]. Eine Verallgemeinerung des Konzepts topologischer Zustände führte 2007 dazu, das Materialsystem $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ als Kandidaten für einen dreidimensio-

nen Isolator vorherzusagen [8]. Bereits im Jahr darauf gelang es, die Dirac-ähnlichen Oberflächenzustände mittels winkelaufgelöster Photo-Elektronenspektroskopie (ARPES) nachzuweisen [9]. Im Zuge dieser Untersuchungen wurden topologische Oberflächenzustände für weitere Bismut-Verbindungen vorhergesagt und mittels ARPES nachgewiesen [10 – 12]. Obwohl diese Verbindungen aufgrund einer großen Bandlücke von ungefähr 300 meV recht vielversprechend für die elektronische Anwendung sind, ist es bis heute noch nicht gelungen, sie in Transport-Experimenten nachzuweisen, weil unter anderem die Defektdotierung bei der Probenherstellung nur schwer zu kontrollieren ist. Anders sieht es beim Materialsystem HgTe aus. Das Wachstum dieses II-VI-Verbindungshalbleiters lässt sich mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) sehr gut kontrollieren. HgTe stellt daher ein ideales Modellsystem dar, um die elektronischen Eigenschaften zwei- und dreidimensionaler topologischer Isolatoren zu untersuchen.

HgTe ist als II-VI-Halbleiter schon lange bekannt und dient in der Halbleiterindustrie der Herstellung von Infrarotsensoren. Wie CdTe kristallisiert es in Zinkblendestruktur, weil Cd und Hg zur gleichen Gruppe des Periodensystems gehören. Aufgrund der doppelten Masse des Quecksilbers wirken bei HgTe relativistische Energiekorrekturterme wesentlich stärker als bei CdTe. Während CdTe wie viele andere Halbleiter ein s-artiges Leitungsband und ein p-artiges Valenzband besitzt, ist bei HgTe die energetische Lage von s-artigen und p-artigen Zuständen vertauscht. Weil in HgTe der energetisch höchste Zustand p-artig und damit vierfach entartet ist, handelt es sich um ein Halbmetall. Die Bandinversion besteht zwischen dem $\Gamma_6(s)$ - und dem $\Gamma_8(p)$ -Zustand (Abb. 3). Um auf Basis von HgTe einen topologischen Isolator herzustellen, gibt es zwei Möglichkeiten: das Einschränken der Dimensionalität und Erzeugen zweidimensionaler Quantentrogstrukturen oder das Brechen der Symmetrie mittels lateraler Verspannung.

Topologischer Isolator in zwei Dimensionen...

Aufgrund der geringen Dicke des Quantentrogs von 4 bis 12 nm gibt es durch den Überlapp der Wellenfunktionen keine Oberflächenzustände am Übergang zu den Barrierematerialien. Helikale Randzustände existieren nur entlang der Probenbegrenzung. Für Quantenträge mit einer Schichtdicke $d_c > 6,3$ nm liegt eine invertierte Subbandstruktur mit topologisch geschützten Randzuständen vor (Abb. 4). Bei geringeren Schichtdicken tauschen die Subbänder HH1 und E1 aufgrund der stärkeren Eingrenzung die Reihenfolge, sodass sich eine normale Bandstruktur ohne topologische Randzustände einstellt.

Um den Quanten-Spin-Hall-Effekt in zweidimensionalen topologischen Isolatoren nachzuweisen, kamen „6-terminal Hall-bar“-Proben zum Einsatz. Dabei verbinden die Randkanäle sechs ohmsche Kon-

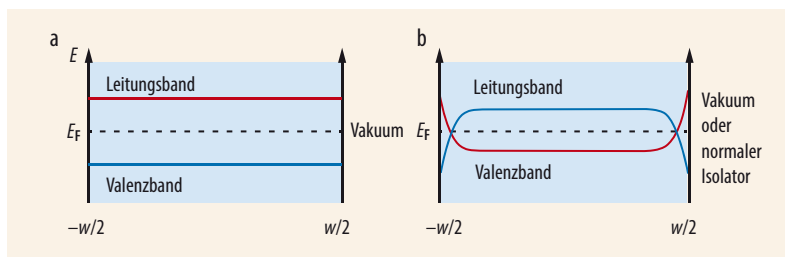


Abb. 2 Bandstruktur eines normalen (a) und eines topologischen Isolatoren der Breite w (b). E_F kennzeichnet die Lage der Fermi-Energie. Im Fall des TIs (b) entstehen aufgrund der Aufhebung der Bandinversion am Rand der Probe metallische Oberflächenzustände im Bereich der Volumen-Bandlücke.

taktbereiche (Abb. 5). Die zu erwartenden Widerstände bzw. Leitwerte lassen sich mit Hilfe des Landauer-Büttiker-Formalismus für die jeweilige Messkonfiguration bestimmen [13]. Im vorliegenden Fall ergibt sich bei einem Stromfluss von Kontakt 1 nach 4 ein mit $h/2e^2$ quantisierter Widerstand $R_{23,14}$, während die Querwiderstände $R_{26,14}$ und $R_{35,14}$ aufgrund der Randkanalsymmetrie gleich null sind – im Gegensatz zum Quanten-Hall-Effekt. Außerdem erlaubt es der Quanten-Spin-Hall-Effekt, auch in nicht-lokalen Messungen ein Spannungssignal zu erzeugen: Bei einem Stromfluss von Kontakt 1 nach 6 lässt sich zwischen den Kontakten 3 und 4 eine Spannung messen, die einen Widerstand von $R_{34,16} = 4,3 \text{ k}\Omega$ ergibt. Eine Serie von Experimenten lieferte so den Nachweis quantisierter Leitfähigkeit [7], der Nicht-Lokalität des Ladungstransports [14] und der Spinpolarisation [15]. Zurzeit ist es möglich, den quantisierten Randkanaltransport in Proben mit effektiven Kanallängen von 12 bis 15 μm nachzuweisen (Abb. 5). Um dies auch für größere Kantenlängen zu erreichen, muss neben einer hohen Kristallqualität auch höchste Sorgfalt bei der Oberflächenbehandlung in der Herstellung und Bearbeitung gewährleistet sein.

... und in drei Dimensionen

Beim Wachsen von HgTe auf CdTe kommt es durch Zugverspannung aufgrund einer Gitterfehlpassung von 0,3 Prozent zur Aufhebung der Entartung des Γ_8 -Bandes (Abb. 3) [16]. Die entstehende Bandlücke von 10 bis 20 meV reicht aus, um in Tieftemperatur-Experimenten oberflächendominierten Transport nachweisen zu können. HgTe lässt sich mit Schichtendicken bis zu 155 nm auf CdTe wachsen, ohne dass Gitterrelaxationsprozesse die Verspannung verringern. Für die Transportuntersuchungen wurden 60 bis 100 nm dünne Schichten verwendet. Mithilfe des Quanten-Hall-Effekts gelang es, den zweidimensionalen Charakter sowie die Dirac-Eigenschaften der Oberflächen des topologischen Isolators nachzuweisen (Abb. 6) [17]. Dabei verteilt sich der Stromfluss immer auf alle sechs Oberflächen, wovon aber nur zwei senkrecht zum äußeren Magnetfeld ausgerichtet sind. Die beobachtete Hall-Quantisierung ist daher auf zwei parallel geschaltete Oberflächen zurückzuführen. Für den Fall, dass die Ladungsträgerdichten beider Oberflächen gleich sind, ergibt sich eine für Dirac-Systeme charakteristische ungeradzahlige Quanten-Hall-Sequenz. Dieser Effekt ist für HgTe experimentell nachgewiesen [18]. Dabei schirmen die Oberflächenzustände sehr effizient elektrische Felder ab und verhindern damit weitgehend eine elektrostatische Beeinflussung des Probeninneren. Die Fermi-Energie verändert sich im Inneren eines topologischen Isolators also kaum, die Ladungsträgerdichten auf den Oberflächen dagegen stark. Dadurch wird für einen dreidimensionalen topologischen Isolator aus HgTe der Dirac-Punkt experimentell zugänglich, obwohl er für intrinsische Proben annähernd

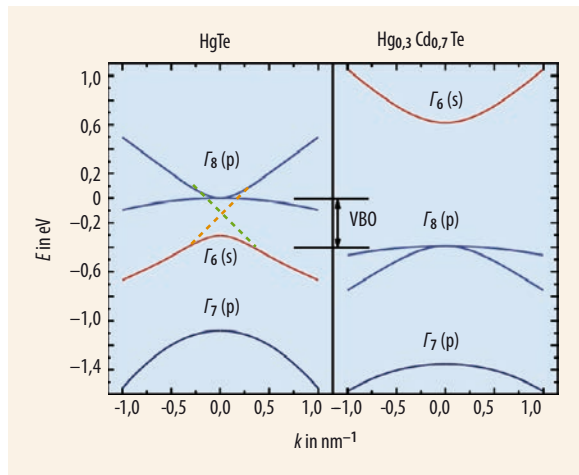


Abb. 3 Im Energiebandschema des topologischen Isolators HgTe sind im Vergleich zu $\text{Hg}_{0,3}\text{Cd}_{0,7}\text{Te}$ die Positionen der Bänder $\Gamma_6(s)$ und $\Gamma_8(p)$ vertauscht. Dabei entsteht ein topologischer Oberflächenzustand (grün, orange). Der Valenzband-Offset (VBO) bestimmt die Ausrichtung der Bänder zueinander beim Formen einer Heterostruktur (Quantentrog).

100 meV tief im Valenzband sitzt. Das verdeutlicht der Verlauf der Quanten-Hall-Plateaus abhängig von Magnetfeld und Dichte (Abb. 6). Extrapoliert man die Übergangsbereiche zwischen den Plateaus linear gegen $B = 0$, zeigt sich, dass die Hall-Messung von zwei unabhängigen Hall-Sequenzen, d. h. zwei voneinander unabhängigen zweidimensionalen Elektronensystemen, getragen wird.

Hybridstrukturen mit Supraleitern

Mit HgTe ist nun ein Materialsystem gefunden, das die erwarteten Transporteigenschaften von zwei- oder dreidimensionalen topologischen Isolatoren zeigt. In Kombination mit anderen Materialien, die geordnete elektronische Phasen besitzen, treten neue, ungewöhnliche Transportphänomene wie der fraktionale Josephson-Effekt auf.

Die starke Kopplung mit dem Elektronensystem eines Fremdmaterials überträgt dessen Eigenschaften

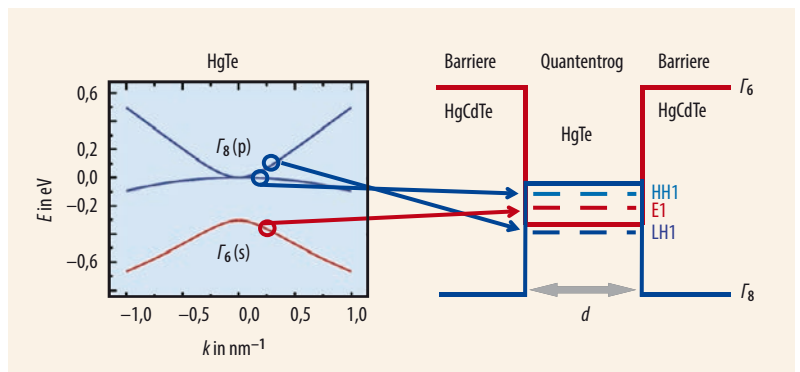


Abb. 4 Der Ursprung der Subbandstruktur des invertierten Quantentrog in HgTe findet sich im Energiebandschema. Die Bezeichnungen der Subbänder orientieren sich an einem nicht-inver-

tierten Quantentrog: HH1 ist das erste Schwerlochband (HH = heavy hole), LH1 das erste Leichtlochband (LH = light hole) und E1 das erste Elektronband (E = electron).

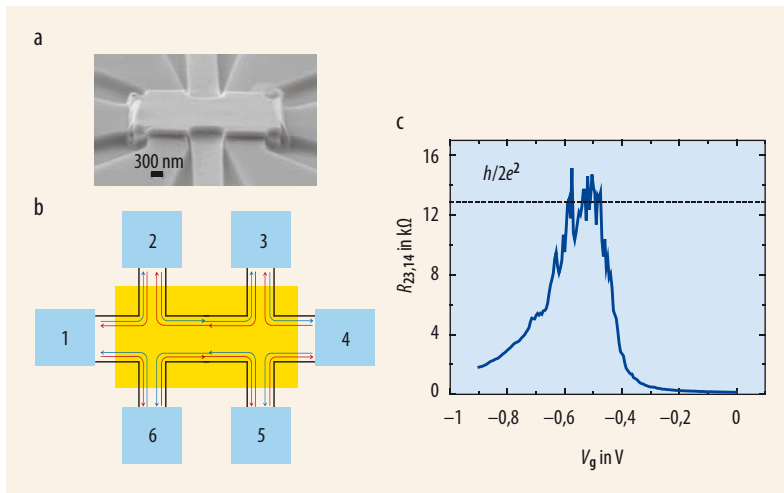


Abb. 5 In der Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Mikro-Hallbar-Struktur mit Gate-Elektrode (a) sind die sechs ohmschen Kontakte zu erkennen, die der „6-terminal Hall-bar“-Probe den Namen geben. Das Schema zeigt Randkanäle (blau, rot) und Gate-Bereich

(gelb) mit den Kontakten (b). Bei einer Messung im Regime des Quanten-Spin-Hall-Effekts einer Probe mit einer effektiven Kanallänge von etwa 12 μm ergibt sich bei $T = 40 \text{ mK}$ der erwartete Wert von $R_{23,14} = h/2e^2$ (c).

auf die Oberflächenzustände der topologischen Isolatoren. Besonders interessant ist die Möglichkeit, lokal eine Bandlücke zu öffnen, indem die Oberflächenzustände in Kontakt mit einem Supraleiter kommen. In Supraleitern bildet sich aufgrund der Paarwechselwirkung zwischen Elektronen nahe der Fermi-Kante ein Kondensat aus Elektronenpaaren, das von einer makroskopischen Wellenfunktion beschrieben wird. Dabei entsteht eine Energielücke im Spektrum, die sich auf die Oberflächenzustände überträgt. An den Rändern und Defekten der supraleitenden Phase schließt sich diese Energielücke, sodass weitere Randzustände mit topologischen Eigenschaften auftreten.

Das einfachste Bauelement, um diese zu testen, ist ein Josephson-Kontakt [19]. Dabei bilden zwei supraleitende Elektroden mit einer metallischen Region

eine Schichtstruktur, in der die Wellenfunktionen schwach miteinander koppeln (SNS-Kontakt). Ist die Phase der Paarwellenfunktionen in den supraleitenden Elektroden um einen Betrag ϕ verschoben, fließt ein phasenabhängiger, dissipationsloser Strom, der Josephson-Suprastrom. Er wird von gebundenen Andreev-Zuständen a getragen, die jeweils Überlagerungen von Elektronen und Löchern sind. Deren Energie $E = \pm \epsilon_a$ und Strom $I_a = \pm (2e/\hbar) \partial \epsilon_a / \partial \phi$ sind 2π -periodische Funktionen der Phasendifferenz ϕ (Abb. 7a) [20]. Die Periodizität ist durch phasenabhängige Randbedingungen gewährleistet, die dafür sorgen, dass Elektronen nur paarweise ausgetauscht werden.

Verzögerter Paaraustausch

In den Randkanälen eines topologischen Isolators sind Spin und Bewegungsrichtung der Elektronen gekoppelt. Diese Einschränkung der Freiheitsgrade ändert die Randbedingungen des Quasiteilchentransports im Kontakt, sodass ein gebundener Andreev-Zustand mit Eigenenergien

$$\epsilon_a(\phi) = \sqrt{D} \Delta_0 \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (1)$$

in der Mitte der Energielücke auftritt (Abb. 7b). Das Paarpotential im Supraleiter geht mit Δ_0 ein. Der effektive Transmissionsfaktor \sqrt{D} hängt vom chemischen Potential und vom Magnetfeld in der Kontaktregion ab, da ein Zeeman-Term in der Hamilton-Funktion ebenfalls eine Bandlücke öffnen kann [21].

Ein fundamentaler Unterschied im Transportmechanismus zeigt sich in der Phasenperiodizität der Dispersionsrelation in Gl. (1). Erst nachdem die Phase um 4π vorangeschritten ist, ist ein Paaraustausch erfolgt und derselbe Zustand wieder erreicht. Wir sprechen daher von einem fraktionellen Josephson-Effekt. Die veränderte Periodizität beruht darauf, dass die beiden

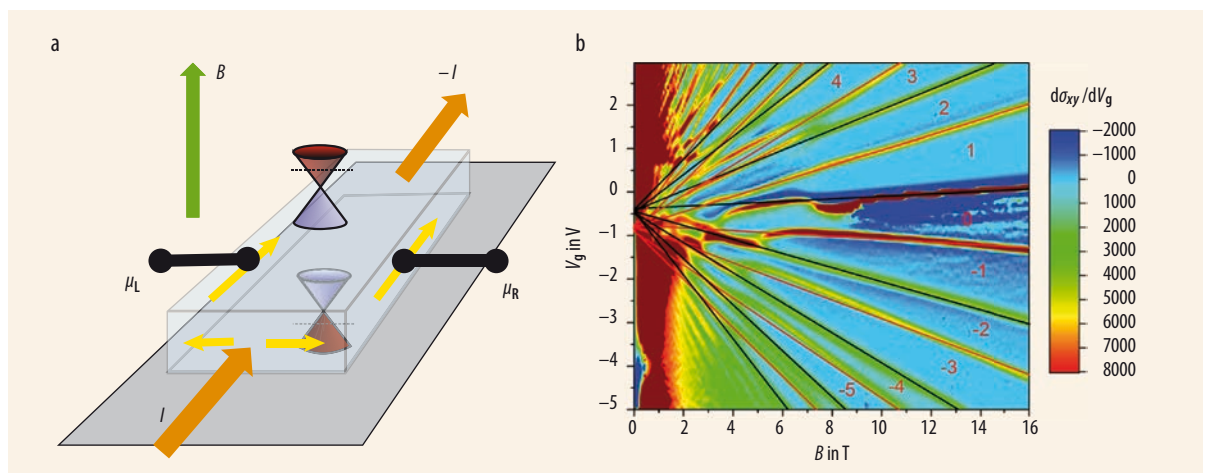


Abb. 6 Bei einem dreidimensionalen topologischen Isolator sind zwei der sechs Oberflächen senkrecht zum Magnetfeld einer Hall-Messung ausgerichtet (a). Daher wird die Landau-Quantisierung zweier Oberflächenzustände parallel gemessen.

Abhängig vom Magnetfeld B und der Gate-Spannung V_g lässt sich die Hall-Leitfähigkeit als $\partial \sigma_{xy} / \partial V_g$ auftragen (b). Dann zeichnen sich die Quanten-Hall-Plateaus durch einen Minimalwert aus, während die Plateau-Übergänge lokale

Maxima darstellen. Der in (b) angegebene Plateau-Index n kennzeichnet den gemessenen Quanten-Hall-Widerstandswert $R_{xy} = h/n2e^2$.

Zweige in **Abb. 7b** Zuständen mit unterschiedlicher Fermionenparität entsprechen [21].[#] Dadurch mischen sich die beiden entarteten Zustände für $\phi = \pi$ nicht: Elektronen tunneln einzeln durch den Kontakt. Experimentell liefern zwei Beobachtungen Hinweise auf 4π -periodische Phasenbeziehungen: Einerseits fehlen Shapiro steps [22] in der Strom-Spannungs-Kennlinie des Kontakts, die ungeraden Vielfachen einer eingestrahlten Mikrowellenfrequenz entsprechen, andererseits werden Photonen mit der halben Josephson-Frequenz abgestrahlt, wenn eine Spannung am Kontakt anliegt.

Ist der angelegte Strom größer als der kritische Strom des Josephson-Kontakts, setzt dissipativer Ladungstransport ein, und eine Spannung fällt über dem Kontakt ab. Nach der zweiten Josephson-Gleichung ist dabei der Spannungsabfall proportional zu der Rate, mit der die Phase ϕ fortschreitet [19]. Unter Mikrowelleneinstrahlung weist die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephson-Kontakts Shapiro steps auf. Das sind Plateaus bei den Spannungen $U_n = n \times hf / 2e$, die einem ganzzahligen Vielfachen n der Mikrowellenfrequenz f entsprechen. Dabei sind e die Elementarladung und h die Plancksche Konstante. Für die Shapiro steps entspricht die Erregerfrequenz gerade der Josephson-Frequenz $f_J = 2eV/h$, welche die Eigenfrequenz für Phasenschwingungen beim mittleren Spannungsabfall V am Kontakt darstellt. Der Paartransport synchronisiert sich mit der Anregung. Um dieses Resonanzphä-

nomen zu unterdrücken, reicht bereits eine kleine 4π -periodische Komponente in der Strom-Phasen-Beziehung aus. Nur bei geradzahigen Vielfachen der Einstrahlungsfrequenz kommt es zur Synchronisation, und klare Plateaus treten auf (**Abb. 7c**). Bei ungeradzahigen Vielfachen sind die Plateaus abgeschwächt oder fehlen ganz. In Josephson-Kontakten mit zwei- [23] und dreidimensionalen HgTe-basierten topologischen Isolatoren [24] gelang es, diesen Effekt nachzuweisen.

Besteht ein Spannungsabfall V längs des Josephson-Kontakts, haben die Paare beim Übertritt eine überschüssige Energie von $E = 2eV$, die in Form von Photonen mit der Frequenz f_J abgestrahlt wird (**Abb. 8**). Diese Josephson-Abstrahlung lässt sich mit einem geeigneten Spektrometer messen. Beim fraktionellen Josephson-Effekt erfolgt die Abstrahlung jedoch bei halber Frequenz [25]. Für eine feste Detektorfrequenz ist diese Emission bei der doppelten Spannung im Vergleich zum gewöhnlichen Josephson-Effekt zu messen. Betrachtet man die Emission als Funktion der Top-Gate-Spannung und des gemessenen Spannungsabfalls für einen Josephson-Kontakt mit einem n -dotierten invertierten HgTe-Quantentrog, erfolgt der Ladungsträgertransport nicht nur am Rand. Es treten Bänder bei f_J und $f_J/2$ auf (**Abb. 8**). Verdrängt eine negative Top-Gate-Spannung die Ladungsträger im Inneren der Probe, gibt es eine Region, in welcher der Randkanaltransport dominiert und allein der fraktionelle Josephson-Effekt mit $f_J/2$ zu beobachten ist.

[#] In einem System, das mit Supraleitern gekoppelt ist, ist die Ladung keine gute Quantenzahl. Allerdings bleibt die Fermionenparität, d. h. die Zahl der Elektronen modulo 2, erhalten.

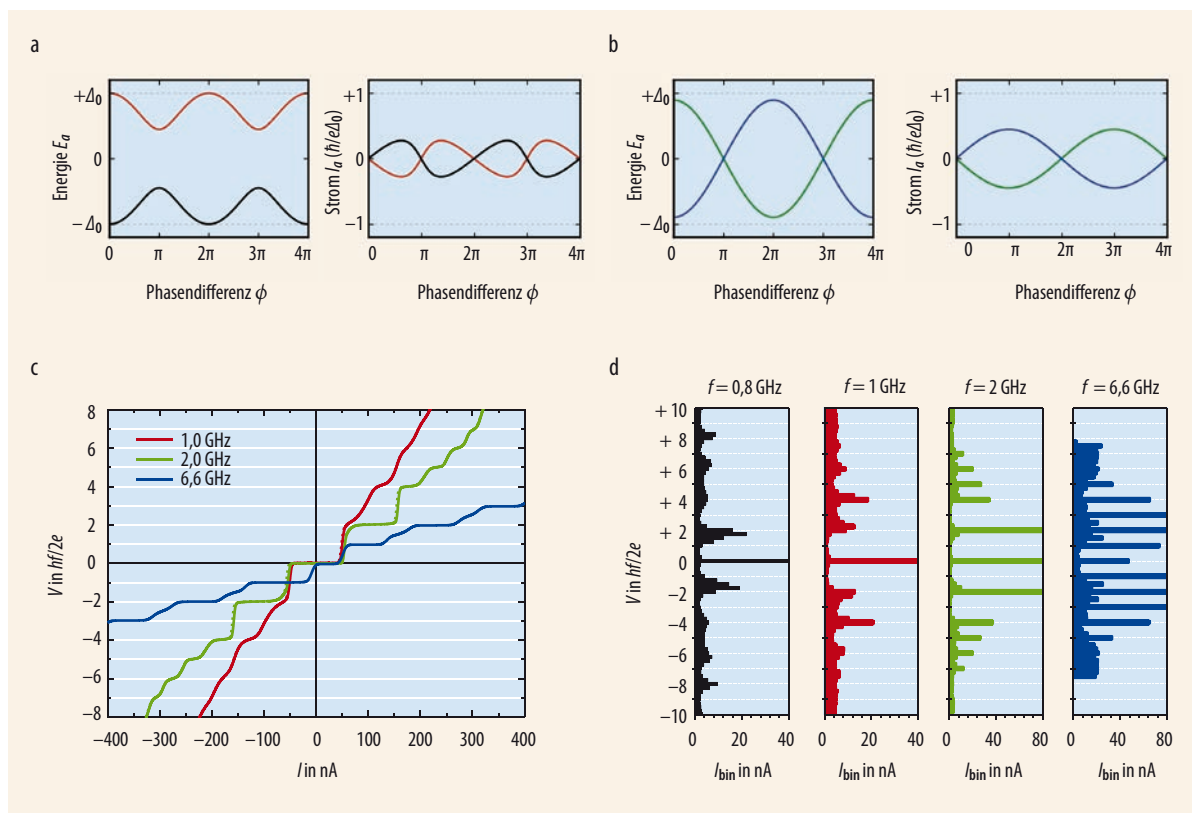


Abb. 7 Die Phasenbeziehungen von Energie und Strom unterscheiden sich für den konventionellen SNS-Kontakt (a) und den fraktionellen Josephson-Effekt (b) bei gleicher effektiver Kontakttrans-

mission D . Die Strom-Spannungs-Kennlinien eines Josephson-Kontakts mit einem invertierten HgTe-Quantentrog zeigt beim Einstrahlen von Mikrowellen Shapiro steps (c). Werden bei niedriger

Mikrowellenfrequenz Übergänge zwischen gebundenen Andreev-Zuständen vermieden, sind geradzahige Shapiro steps unterdrückt (d).

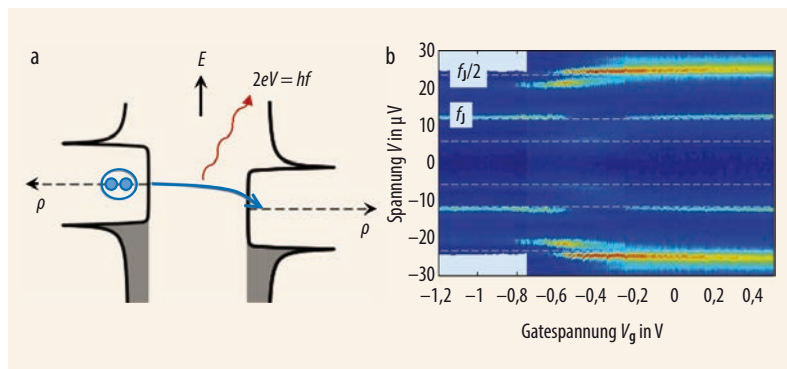


Abb. 8 Liegt eine Gate-Spannung V_g am Josephson-Kontakt an, tunneln Elektronenpaare zwischen den Elektroden und strahlen überschüssige Energie durch Photonen mit der Frequenz $f_j = 2eV/h$ ab (a). Beim fraktionellen Josephson-Effekt treten durch das Tunneln einzelner Elektronen Photonen mit der halben Frequenz auf. Für diese Emissionen lässt sich die Anzahl der abgestrahlten Photonen als Funktion von Gate-Spannung

V_g und Spannungsabfall am Kontakt V auftragen (b). Für einen invertierten n -dotierten Quantentrog zeigt sich der konventionelle Josephson-Effekt bei $|V| = V_f = 11,34 \mu\text{V}$ für eine Frequenz von $f = 5,5 \text{ GHz}$. Der doppelte Spannungsabfall $|V| = V_{f/2} = 22,7 \mu\text{V}$ gehört zum fraktionellen Josephson-Effekt. Dominiert der Ladungsträgertransport durch Randkanäle ($V_g = -0,4$ bis $-0,8 \text{ V}$) wird ausschließlich $f_j/2$ beobachtet.

Ausblick

Die entarteten Zustände im topologischen Josephson-Kontakt bei $\phi = \pi$ sind Überlagerungen von Elektronen und Löchern, also von Teilchen und Antiteilchen. Ihre Eigenschaften entsprechen daher den von Ettore Majorana 1937 gefundenen reellwertigen Lösungen der Dirac-Gleichung und heißen daher gebundene Majorana-Zustände. Der Nachweis von 4π -periodischen Eigenschaften in der Strom-Phasen-Beziehung topologischer Josephson-Kontakte kann daher als eines der bisher stärksten Argumente für die Existenz von Majorana-artigen Zuständen in Festkörpern gelten.

Dabei stellen Josephson-Kontakte die grundlegenden Bauelemente für komplexere Netzwerke dar, die es erlauben sollen, einzelne Majorana-Zustände zu isolieren und zu manipulieren. So haben es z. B. Liang Fu und Charles Kane für die Oberflächenzustände von dreidimensionalen topologischen Isolatoren vorgeschlagen [26]. Damit ließe sich Quanteninformation in den relativen Phasenbeziehungen der Majorana-Zustände kodieren, was ein zukunftsweisendes, neues Anwendungsfeld topologischer Isolatoren eröffnen würde.

Neben der Kontaktierung mit supraleitenden Materialien bieten sich auch ferromagnetische Systeme an, um die einzigartigen Spin-Eigenschaften topologischer Oberflächenzustände für elektronische Anwendungen nutzbar zu machen. Zudem ist HgTe ein hervorragendes Materialsystem, um die Transporteigenschaften von Dirac-artigen Elektronensystemen in einem Festkörper zu untersuchen. Durch das Wachsen von HgTe auf Substraten mit einer geringeren Gitterkonstanten entsteht eine laterale Druckspannung. Anders als bei der Zugspannung öffnet sich dabei keine Bandlücke, sondern die beiden Γ_8 -Bänder werden energetisch ineinander verschoben. Dadurch bildet sich ein Weyl-

Knoten aus, wodurch für HgTe das Zusammenspiel von Volumen- und Oberflächen-Dirac-Zuständen zu beobachten ist. Insgesamt bieten topologische Isolatoren interessante Anwendungsperspektiven in Spintronik und Informationsverarbeitung.

Literatur

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980)
- [2] D. Thouless et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 405 (1982)
- [3] C. L. Kane und E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005)
- [4] H. A. Kramers, Proc. Amsterdam Acad. **33**, 959 (1930)
- [5] E. G. Novik et al., Phys. Rev. B **72**, 035321 (2005)
- [6] B. A. Bernevig, T. L. Hughes und S. C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006)
- [7] M. König et al., Science **318**, 766 (2007)
- [8] L. Fu, C. L. Kane und E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **98**, 106803 (2007)
- [9] D. Hsieh et al., Nature **452**, 970 (2008)
- [10] H. Zhang et al., Nat. Phys. **5**, 438 (2009)
- [11] Y. Xia et al., Nat. Phys. **5**, 398 (2009)
- [12] Y. L. Chen et al., Science **325**, 178 (2009)
- [13] M. Büttiker et al., Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988)
- [14] A. Roth et al., Science **325**, 294 (2009)
- [15] C. Brüne et al., Nat. Phys. **8**, 485 (2012)
- [16] L. Fu und C. L. Kane, Phys. Rev. B **76**, 045302 (2007)
- [17] C. Brüne et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 126803 (2011)
- [18] C. Brüne et al., Phys. Rev. X **4**, 041045 (2014)
- [19] B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962)
- [20] A. M. Zagoskin, Quantum Theory of Many-Body Systems: Techniques and Applications, Graduate Texts in Contemporary Physics, Springer (1998)
- [21] L. Fu und C. L. Kane, Phys. Rev. B **79**, 161408 (2009)
- [22] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963)
- [23] E. Bocquillon et al., Nat. Nanotech. **12**, 137 (2017)
- [24] J. Wiedenmann et al., Nat. Commun. **7**, 10303 (2016)
- [25] R. S. Deacon et al., Phys. Rev. X **7**, 021011 (2017)
- [26] L. Fu und C. L. Kane, Phys. Rev. Lett. **100**, 096407 (2008)

DIE AUTOREN

Laurens W. Molenkamp promovierte 1985 in physikalischer Chemie. Danach arbeitete er als Wissenschaftler am Philips-Forschungslabor in Eindhoven. 1994 erhielt er einen Ruf an die RWTH Aachen. Seit 1999 lehrt und forscht er an der Universität Würzburg. Für die experimentelle Entdeckung des topologischen Isolatoren erhielt er zahlreiche Preise,



DFG / Greiner

z. B. den EPS Condensed Matter Division Europhysics Prize 2010, den Oliver E. Buckley Prize 2012 der American Physical Society und den Leibniz-Preis 2014 der DFG.



Martin Stehno promovierte 2012 in Physik an der University of Illinois at Urbana-Champaign. Seither forscht er zu topologischen Isolatoren als Postdoc-Wissenschaftler an den Universitäten

Twente und Würzburg.

Hartmut Buhmann promovierte am MPI für Festkörperforschung und am Hochfeld-Magnetlabor in Grenoble (Frankreich). Seit 2007 ist er außerplanmäßiger Professor an der Universität Würzburg.

