

# Supraleitung für Teilchenbeschleuniger

Supraleitende Komponenten ermöglichen die hohen Energien, die für Fortschritte in der Teilchenphysik oder für neue Freie-Elektronen-Laser notwendig sind.

Michael Pekeler und Peter Schmüser

An supraleitenden Teilchenbeschleunigern wurden in den letzten Jahren wichtige Durchbrüche der Teilchenphysik erzielt wie z. B. die Entdeckung des top-Quarks. Auch bei dem im Bau befindlichen Large Hadron Collider am CERN oder dem geplanten International Linear Collider setzt man auf die Supraleitung. Die Anforderungen an die supraleitenden Materialien unterscheiden sich sehr stark, je nachdem ob sie für Magnete zur Ablenkung und Fokussierung der Teilchenstrahlen oder für Hochfrequenzresonatoren zur Beschleunigung der Teilchen eingesetzt werden sollen.

Die Fortschritte in der Elementarteilchenphysik sind häufig mit der Entwicklung neuer Beschleunigerkonzepte verknüpft gewesen. Ein besonders wichtiger Schritt war die Erfindung und technische Umsetzung des Collider-Prinzips, bei dem zwei gegenläufige Teilchenstrahlen frontal aufeinander geschossen werden. Erst damit wurde es überhaupt möglich, neue schwere Teilchen wie die  $J/\psi$ -Mesonen<sup>1)</sup> in der Annihilation von Elektronen und Positronen zu erzeugen oder die W- und Z-Bosonen, die Feldquanten der schwachen Wechselwirkung, in Proton-Antiproton-Stößen zu entdecken. Das außerordentlich erfolgreiche Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik, welche die starke Wechselwirkung beschreibt, beruhen wesentlich auf den Präzisionsdaten, die an den großen Lepton- und Hadron-Speicherringen gewonnen wurden. Dazu gehören der Proton-Antiproton-Collider Tevatron (Fermilab bei Chicago), der Elektron-Proton-Collider HERA (DESY Hamburg) und insbesondere der Elektron-Positron-Speicherring LEP (CERN, Genf). Der im Bau befindliche Large Hadron Collider LHC am CERN wird den Energiebereich für Proton-Proton-Kollisionen bis 14 TeV (14000 GeV) erweitern. Eine Hauptmotivation für LHC ist die Suche nach den Higgs-Teilchen, die in der Theorie der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung für die kurze Reichweite der schwachen Kraft und die Massen der Leptonen und Quarks verantwortlich gemacht werden.<sup>2)</sup> In Ergänzung



Der Linearbeschleuniger des Freie-Elektronen-Lasers bei DESY besteht u. a. aus rund 10 m langen Kryostaten (gelb), die acht supraleitende Resonatoren sowie einen supraleitenden Quadrupolmagnet enthalten.

zum LHC wird ein Elektron-Positron-Collider mit Energien von 500 bis 1000 GeV als unerlässlich angesehen, um zu klären, ob die Masse-Erzeugung wirklich auf dem Higgs-Mechanismus beruht. Eine solche Maschine lässt sich nur als linearer Collider realisieren, da in einem kreisförmigen Speicherring die Verluste durch Synchrotronstrahlung mit der vierten Potenz der Energie anwachsen. Daher war beim Betrieb von LEP mit 100 GeV pro Strahl eine Hochfrequenzleistung von 40 MW erforderlich.

## KOMPAKT

- ▶ Supraleitende Magnete ermöglichen wesentlich höhere Teilchenenergien bei gleichzeitig geringeren Betriebskosten als konventionelle Komponenten.
- ▶ Mit Magneten aus dem harten Supraleiter Niob-Titan, in dem der magnetische Fluss fest verankert (gepinnt) ist, lassen sich Felder von 8,5 T bei 2 K erreichen.
- ▶ Beschleunigungsstrukturen bestehen aus weichen Supraleitern wie reinem Niob, das elektrische Felder von über 30 MV/m ermöglicht.

## Vorteile und Grenzen der Supraleitung

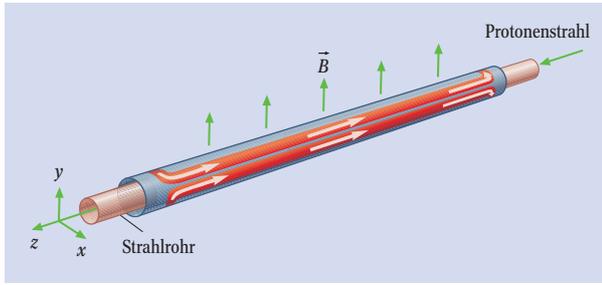
Bei Beschleunigern muss man generell unterscheiden zwischen *Magneten* zur Ablenkung und Fokussierung der Teilchenstrahlen sowie *Hochfrequenzresonatoren* zur eigentlichen Energieerhöhung. Die wichtigsten Magnete eines Kreisbeschleunigers sind Dipole, die die Teilchen auf eine Kreisbahn lenken, und Quadrupole, die als magnetische Linsen wirken und den

1) Das  $J/\psi$ -Meson besteht aus einem c- und einem Anti-c-Quark und wurde 1974 als erstes Teilchen mit c-Quarks entdeckt.

2) vgl. Physik Journal, Februar 2006, S. 29

Dr. Michael Pekeler, ACCEL Instruments GmbH, Friedrich-Ebert-Str. 1, 51429 Bergisch-Gladbach; Prof. Dr. Peter Schmüser, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg

**Abb. 1:**  
In einer supraleitenden Dipolspule erzeugt ein Strom in z-Richtung ein Magnetfeld in y-Richtung.



Teilchenstrahl immer wieder fokussieren, damit sein Querschnitt klein bleibt.

Der verschwindende elektrische Widerstand supraleitender Spulen und ihre Fähigkeit, magnetische Felder zu erzeugen, die weit über denen von gesättigtem Eisen liegen, sind die Hauptgründe dafür, supraleitende Magnete in allen großen Kreisbeschleunigern für Protonen, Antiprotonen und schwere Ionen zu verwenden. Für Elektronenkreisbeschleuniger hingegen ist dies nicht sinnvoll, denn deren Energie ist durch Synchrotronstrahlung so stark begrenzt, dass normale Magnete viel günstiger in der Anschaffung und im Betrieb sind. Als gutes Beispiel kann der HERA-Collider dienen: Der supraleitende Protonenspeicherring wird bei 920 GeV und einem Dipolfeld von 5,3 T betrieben, der normalleitende Elektronenring bei nur 27 GeV und einem Feld von 0,15 T. Der erste supraleitende Großbeschleuniger, das Tevatron, erreicht als Proton-Antiproton-Collider Schwerpunktsenergien von mehr als 1800 GeV. Seine Magnete haben einen starken Einfluss auf das Design der Magnete von HERA, des LHC und des Relativistic Heavy Ion Colliders RHIC in Brookhaven gehabt.

Die Supraleitung eröffnet nicht nur den Weg zu wesentlich höheren Teilchenenergien, sondern erlaubt es gleichzeitig, die Betriebskosten drastisch zu reduzieren. Beim normalleitenden Proton-Antiproton-Speicherring SPS am CERN wurde eine elektrische Leistung von 52 MW gebraucht, um die wassergekühlten Kupferspulen der Magnete bei einer Strahlenergie von 315 GeV zu betreiben, während zur Kühlung der supraleitenden HERA-Magnete mit einem gespeicherten Protonenstrahl von 920 GeV eine Flüssig-Helium-Anlage mit nur 6 MW elektrischer Anschlussleistung ausreicht. Protonen-Energien im TeV-Bereich sind mit normalleitenden Magneten praktisch unerreichbar. Würde man den LHC mit normalen Magneten bauen, so

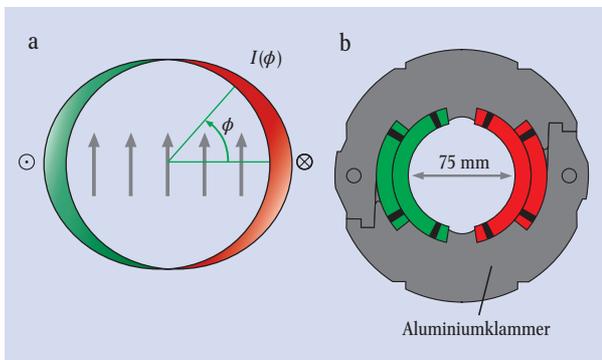
müsste die Maschine einen Umfang von mehr als 120 km haben, während die supraleitende Variante in den existierenden LEP-Tunnel mit 27 km Umfang passt und dadurch erheblich preisgünstiger wird. Darüber hinaus sind in den großen Experimenten an den Lepton- oder Hadron-Collidern supraleitende Detektormagnete normalen Magneten ebenfalls weit überlegen.

Im Fall der Beschleunigungsresonatoren ist der Vorzug der Supraleitung keineswegs so eindeutig. Das kritische Magnetfeld<sup>3)</sup> des Supraleiters setzt eine strikte obere Grenze für das magnetische Hochfrequenzfeld. Bei Niob, dem besten Supraleiter für Resonatoren, entspricht diese Grenze einem maximalen Beschleunigungsfeld von 45–50 MV/m. In der Praxis lagen die vor 10 bis 15 Jahren erreichten Feldwerte jedoch noch weit darunter, während sich mit Kupferstrukturen mehr als 70 MV/m erreichen ließen. Daher erstaunt es nicht, dass für den in Stanford vorgeschlagenen Elektron-Positron-Linear-Collider NLC (*Next Linear Collider*) normalleitende Beschleunigungsstrecken vorgesehen waren. Die internationale TESLA-Kollaboration mit Hauptaktivität bei DESY setzte sich hingegen zum Ziel, höchstleistende supraleitende Resonatoren mit Feldern von 35 MV/m zu entwickeln. Die dabei erzielten großen Erfolge haben den Wettbewerb um die beste Technologie für den Linear-Collider zu Gunsten der Supraleitung entschieden: Im Jahr 2004 hat eine international besetzte Gutachtergruppe die TESLA-Technologie für den geplanten *International Linear Collider* ILC empfohlen.

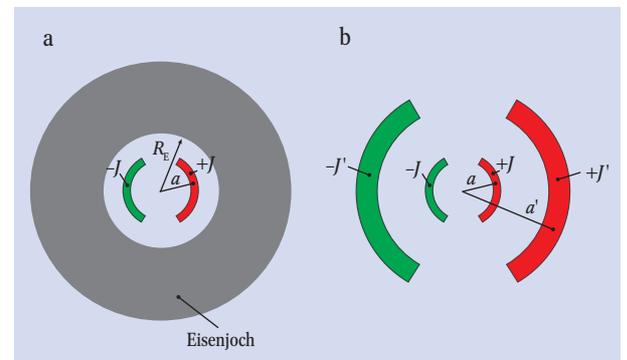
In Proton(Antiproton)-Speicherringen wird wegen der vernachlässigbaren Synchrotronstrahlung kaum Hochfrequenz-Leistung während der Speicherung der Teilchenstrahlen gebraucht; daher sind das Tevatron und HERA mit Kupfer-Resonatoren ausgestattet. Im LHC sind zwar supraleitende Resonatoren vorgesehen, aber vorwiegend aus praktischen Erwägungen, um das Kryogeniksystem nicht zu unterbrechen.

Während supraleitende Magnete im Gleichstrombetrieb überhaupt keinen elektrischen Widerstand haben, ist dies nicht mehr der Fall bei Mikrowellenresonatoren. Die nicht in Cooper-Paaren gebundenen Einzelelektronen führen im magnetischen Wechselfeld der Hochfrequenzwelle erzwungene Schwingungen aus und dissipieren Energie im Supraleiter. Obwohl die erzeugte Ohmsche Wärme um viele Größenordnungen niedriger ist als in Kupferresonatoren, belastet sie doch

3) Oberhalb dieses Magnetfeldes bricht die Supraleitung zusammen.



**Abb. 2:**  
Die Stromverteilung  $I(\phi) = I_0 \cos \phi$  zur Erzeugung eines idealen Dipolfeldes (a) kann durch zwei Stromschalen mit mehreren nichtleitenden Zwischenstücken approximiert werden, wie sie im Querschnitt durch die Spule des HERA-Dipols (b) zu sehen sind.



**Abb. 3:**  
Das Magnetfeld im Inneren einer einschaligen Dipolspule in einem zylindrischen Eisenjoch (Innenradius  $R_E$ ) (a) lässt sich durch eine äquivalente Anordnung mit der originalen und der gespiegelten Stromverteilung erzeugen. Der Radius der Spiegelstromschale ist  $a' = R_E^2/a$ , die Spiegelstromdichte beträgt  $J' \approx J \cdot (a/a')^2$  für  $\mu \gg 1$ .

das Kryogeniksystem stark: Um eine Wärmeenergie von 1 Watt bei 2 Kelvin wegzukühlen, benötigt man einen Heliumverflüssiger mit einer elektrischen Anschlussleistung von fast 1 kW. Dennoch liegt die Gesamteffizienz für die Umwandlung von elektrischer Primärenergie in Strahlenergie bei einem supraleitenden Linearbeschleuniger (Linac) um etwa einen Faktor zwei höher als bei einem normalleitenden Linac.

Ein weiterer Vorzug eines supraleitenden Linacs ist der niedrige Wert der Hochfrequenz. Erfahrungsgemäß lassen sich Kupferresonatoren nur bei sehr hohen Frequenzen zu Feldstärken von mehr als 50 MV/m anregen. Supraleitende Resonatoren hingegen arbeiten optimal bei niedrigen Frequenzen, da der Mikrowellen-Oberflächenwiderstand quadratisch mit der Frequenz anwächst (siehe Gl. (2)). Wegen ihrer niedrigen Eigenfrequenz haben die Resonatoren größere Radien und daher eine viel geringere Rückwirkung auf den Teilchenstrahl. Die von den kurzen Elektronenpaketen erzeugten longitudinalen (transversalen) Störwellenfelder (*wake fields*) skalieren mit der zweiten (dritten) Potenz der Frequenz und sind daher bei TESLA ( $f = 1,3$  GHz) sehr viel kleiner als bei NLC ( $f = 11$  GHz). Diese *wake fields* können sehr leicht den Strahlradius aufweiten und damit die Luminosität eines Colliders oder die Brillanz eines Freie-Elektronen-Lasers (FEL) beeinträchtigen.

Hinsichtlich der Materialien gilt, dass sowohl Magnete als auch Resonatoren von einem Supraleiter mit möglichst hoher kritischer Temperatur profitieren würden. Technologische Schwierigkeiten haben bisher den Einsatz der Hoch- $T_c$ -Supraleiter verhindert, sodass mit flüssigem Helium gekühltes Niob (für die Resonatoren) und seine Legierungen (für die Magnete) immer noch die beste Wahl sind.

### Supraleitende Beschleunigermagnete

Supraleitende Beschleunigermagnete haben spezielle Eigenschaften, die sie von normalen Elektromagneten unterscheiden und die beim Bau eines Beschleunigers sorgfältig beachtet werden müssen [1–3].

#### Harte Supraleiter für Magnete

Für Magnete benötigt man einen *harten Supraleiter*. Dies ist ein Typ-II-Supraleiter, der Ströme und magnetische Felder im Innern zulässt, aber die mit Wärmeenergie gekoppelte Bewegung magnetischer Flusslinien durch Haftzentren (*pinning centers*) unterbindet.<sup>4)</sup> Der wichtigste technische Leiter ist Niob-Titan mit einer kritischen Temperatur  $T_c = 9,4$  K. Die maximalen Felder in NbTi-Magneten betragen 6,5 T bei 4,4 K und 8,5 T bei 2 K. Im Prinzip ist Niob-Zinn (Nb<sub>3</sub>Sn) besser für Hochfeldmagnete geeignet, aber das Material ist spröde und führt zu hohen Kosten bei der Spulenherstellung. Der große Vorteil der harten Supraleiter ist ihre hohe kritische Stromdichte in starken Magnetfeldern, z. B.  $J_c > 2500$  A/mm<sup>2</sup> in NbTi bei  $T = 4,5$  K und  $B = 5$  T. Der Preis ist eine ausgeprägte magnetische Hysterese, die der von harten Ferromagneten ähnelt und unerwünschte Feldstörungen zur Folge hat.

#### Feldqualität, magnetische Kräfte

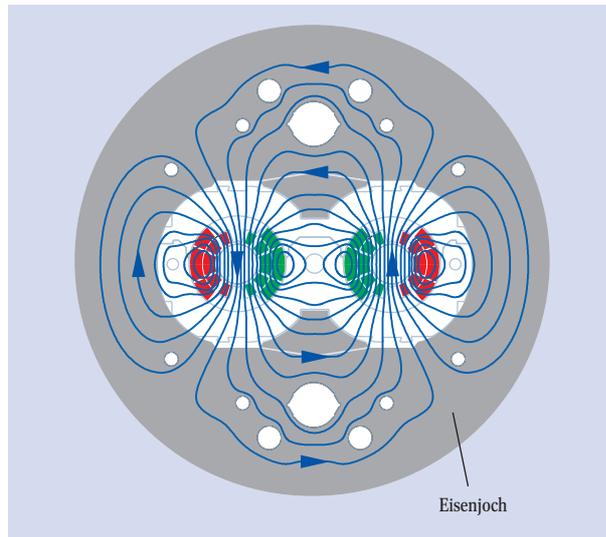
In einem Hadron-Speicherring wird eine extrem hohe Feldqualität benötigt, wenn ein intensiver Teilchenstrahl für viele Stunden gespeichert werden soll. Die relative Abweichung vom idealen Dipol- oder Quadrupolfeld darf nur einige  $10^{-4}$  betragen. Dies ist

kein besonderes Problem bei normalen Magneten, deren Feldverteilung präzise geformte Eisenpolschuhe vorgeben. In einer supraleitenden Spule dagegen ist der Feldverlauf ausschließlich durch die Anordnung der Leiter in der Spule gegeben, und eine präzise Spulengeometrie ist von allergrößter Bedeutung: Die typische Positionsgenauigkeit der Leiter liegt im 20  $\mu$ m-Bereich. Diese Präzision muss trotz der riesigen Lorentz-Kräfte eingehalten werden: So stoßen sich die beiden Hälften einer Dipolspule bei einem Feld von 5 T mit einer Kraft von mehr als  $10^6$  N pro Meter Länge ab. Daher umgeben biegesteife nichtmagnetische Klammern die Spulen, welche die Lorentz-Kräfte aufnehmen und die exakte Geometrie sicherstellen.

#### Aufbau der Spule

Abbildung 1 zeigt die Spule eines Dipolmagneten. Die Stromverteilung, die ein ideales Dipolfeld erzeugt, ist durch ein elegantes Gesetz gegeben: Als Funktion des Azimutwinkels  $\phi$  muss die Stromdichte in  $z$ -Richtung eine  $\cos\phi$ -Verteilung haben (Abb. 2). Ein perfektes Quadrupolfeld wird entsprechend durch eine  $\cos 2\phi$ -Verteilung erzeugt.

Stromverteilungen der Form  $\cos n\phi$  lassen sich technisch nur näherungsweise realisieren. Die ein-



**Abb. 4:** Der LHC-Dipol mit doppelter Apertur für die beiden gegenläufigen Protonenstrahlen. Da das Eisen teilweise in Sättigung geht, lassen sich die Feldlinien nur numerisch berechnen. (Quelle: S. Russenschuck, CERN)

fachste Approximation einer Dipolspule besteht aus einer einlagigen Stromschale mit konstanter positiver Stromdichte im Winkelbereich  $-60^\circ \leq \phi \leq 60^\circ$  und mit negativer Stromdichte für  $120^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$ . Diese Approximation ist jedoch zu grob, die Feldfehler liegen bei einigen Prozent.

Mit zwei Stromschalen lässt sich die Inhomogenität unter 0,1 % reduzieren. Eine weitere Verbesserung ergibt sich, wenn in die Schalen an geeigneten Positionen noch nichtleitende Zwischenstücke eingebaut werden, wie beim HERA-Dipol (Abb. 2). Die gemessene Feldqualität ist hervorragend (Inhomogenitäten unter  $10^{-4}$ ) und genügt vollauf den hohen Anforderungen eines Proton-Speicherrings.

#### Das Eisenjoch in supraleitenden Magneten

Supraleitende Dipol- und Quadrupolmagnete sind mit einem Eisenjoch ausgestattet, das aber ganz andere Aufgaben hat als das Joch eines konventionellen Elektromagneten. Es hat die Form eines Hohlzylinders, und seine wesentliche Funktion besteht darin, das starke

4) Sehr gute Einführungen in die Supraleitung und den Unterschied zwischen Supraleitern vom Typ I und Typ II findet man in [4] und [5].

Feld der Spule auf den Innenbereich einzuschränken. Den Einfluss des Joches auf die Feldverteilung im Innern kann man mit der Methode der Spiegelströme bestimmen, sofern man unterhalb der Eisensättigung bleibt. Abbildung 3 zeigt die Spiegelung einer einlagigen Dipolspule. Das Dipolfeld  $B_1$  wird durch das Joch verstärkt:

$$B_1 = B_1^{\text{Spule}} \left( 1 + \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \left( \frac{a}{R_E} \right)^2 \right), \quad (1)$$

wobei  $R_E$  der Innenradius des Eisenjochs,  $\mu$  die Permeabilität und  $a$  der mittlere Spulenradius ist. Beim Tevatron-Dipol befindet sich das Joch außerhalb des Flüssig-Helium-Kryostaten, die Feldverstärkung beträgt 9 %. Die RHIC- und HERA-Magnete besitzen ein kaltes Eisenjoch innerhalb des Kryostaten. Da es näher an der Spule ist, wird die Felderhöhung entsprechend stärker (35 % bzw. 22 %). Eine Besonderheit bieten die LHC-Magnete: Die beiden umgekehrt gepolten Spulen sind in ein gemeinsames Eisenjoch eingebaut, welches den Fluss der rechten Spule durch die linke zurückführt (Abb. 4).

### Feldfehler durch Supraleitermagnetisierung

Der verschwindende Widerstand supraleitender Spulen hat auch Nachteile. Jede Feldänderung induziert Magnetisierungsströme im Supraleiter, die im Unterschied zu konventionellen Wirbelströmen nicht exponentiell abklingen, sondern für unbegrenzte Zeit fließen. Diese *persistent currents* erzeugen signifikante Feldverzerrungen bei niedrigen Erregungen der Magnete.

Die Spulen der Beschleunigermagnete werden aus dem sog. Rutherford-Kabel hergestellt, welches aus 20 bis 30 Drähten besteht, die in multifilarer Weise verdreht sind. In jedem Draht befinden sich rund tausend Niob-Titan-Filamente mit einem Durchmesser von weniger als  $10 \mu\text{m}$ , die eng von Kupfer umgeben sind (Abb. 5).

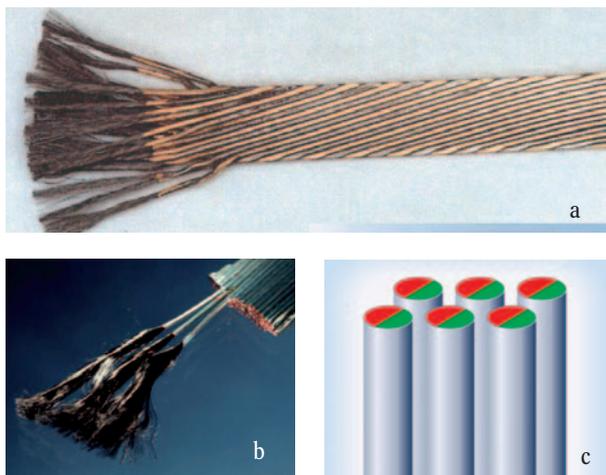
Beim Hochfahren des Magnetfeldes werden in jedem Filament bipolare Ströme induziert, die entlang der Achse fließen und deren Stärke der maximalen Stromtragfähigkeit des NbTi-Leiters entspricht, d. h. durch die temperatur- und feldabhängige kritische Stromdichte  $J_c(T, B)$  gegeben ist. Diese Stromdichte ist bei niedrigen Magnetfeldern extrem hoch (bis zu

$20000 \text{ A/mm}^2$ ), sodass die bipolaren Magnetisierungsströme trotz ihres geringen Abstandes von wenigen  $\mu\text{m}$  beträchtliche Feldstörungen hervorrufen. Da der Supraleiter sich nur für sehr kleine Felder ( $B_1 \leq 0,1 \text{ T}$ ) in der sog. Meißner-Phase befindet und danach in die Mischphase übergeht (siehe [4, 5]), dringen diese Ströme bis zur Mitte der Filamente ein. Verbunden damit dringen auch magnetische Flusslinien ein, die durch die Haftzentren gebunden werden. Beim Herunterfahren des Feldes verlassen diese Flusslinien nicht den Supraleiter, sondern bleiben an die Haftzentren gebunden; jedoch dringt ein gegenläufiger magnetischer Fluss von außen in die Filamente ein. Die Konsequenz ist eine ausgeprägte magnetische Hysterese, deren Berechnung detailliert in [1, 2] beschrieben wird. Abbildung 6 zeigt die daraus resultierenden Sextupolfelder  $B_3$  in den HERA-Dipolmagneten. Man beobachtet die erwähnte Hysterese: Der Sextupolkoeffizient  $b_3 = B_3/B_1$  ist negativ für anwachsende Dipolfelder und positiv für abnehmende Dipolfelder. Ein ähnliches Verhalten zeigt das 12-Polfeld in den Quadrupolen. Die Ursache ist das starke Fluss-Pinning im harten Supraleiter NbTi. Gerade dieses Fluss-Pinning ist aber eine wesentliche Voraussetzung für die Erzielung hoher kritischer Stromdichten und daher unverzichtbar.

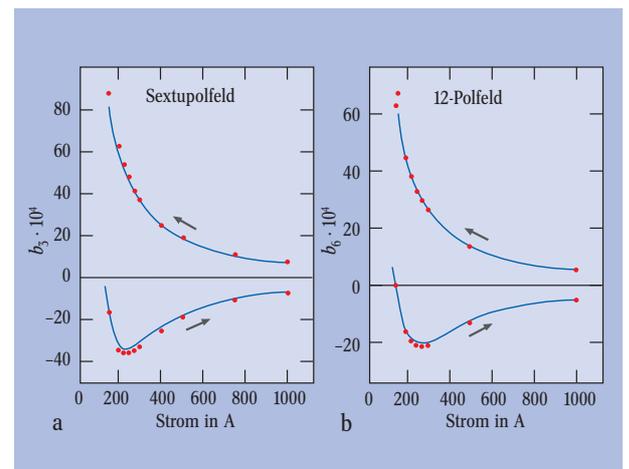
Der Protonenstrahl wird in HERA mit 40 GeV injiziert, dies entspricht einem Dipolfeld von  $B_1 = 0,22 \text{ T}$  und einem Spulenstrom von 245 A. Das Sextupolfeld  $B_3$  erreicht hier 0,3 % des Dipolfeldes  $B_1$  und liegt um mehr als eine Größenordnung über dem zulässigen Grenzwert. Aus diesem Grund ist eine Kompensation durch Korrekturspulen unerlässlich. Auf das Strahlrohr der HERA-Dipole sind Sextupolspulen gewickelt, in den Quadrupolen gibt es 12-Pol-Korrekturspulen.

Die Magnetisierungsströme fließen für unbegrenzte Zeit, solange die Temperatur und das externe Magnetfeld konstant gehalten werden. Sie sind aber nicht exakt konstant, sondern weisen eine langsame, nahezu logarithmische Zeitabhängigkeit auf [1, 2]. Der Strom in den Korrekturspulen muss entsprechend nachgeregelt werden.

5) Aufgrund der Symmetrie der Dipolspule treten nur ungerade Vielfache des Hauptmultipols  $n=1$  auf:  $n=3$  Sextupol,  $n=5$  Zehnpol etc.



**Abb. 5:** Bei dem supraleitenden Kabel eines LHC-Prototypdipols lassen sich an den Stellen, an denen Kupfer weggeätzt wurde, die hauchdünnen Niob-Titan-Filamente erkennen (a). Außerdem gezeigt sind die Filamente des Kabels der LHC-Serienmagnete (b) und eine schematische Darstellung der NbTi-Filamente mit den bipolaren Magnetisierungsströmen (c). (Quelle: Luc Oberli, CERN)



**Abb. 6:** Der Sextupolkoeffizient  $b_3 = B_3/B_1$ , gemessen in 25 mm Abstand von der Spulenachse, als Funktion des Stromes in der Dipolspule (a). Die Pfeile zeigen die Stromfahrrichtung an. Die Daten sind Mittelwerte von 315 HERA-Dipolen und stimmen sehr gut mit absoluten Modellvorhersagen (durchgezogene Kurven) überein.<sup>5)</sup> Der mittlere 12-Pol-Koeffizient  $b_6 = B_6/B_2$  in 236 HERA-Quadrupolen (b).

**Quenche und Magnetprotektion**

Als *Quench* wird der Übergang vom supraleitenden in den normalen Zustand bezeichnet. Die Ursache dafür kann eine lokale Erwärmung der Spule durch eine Bewegung der Stromleiter unter dem Einfluss der Lorentz-Kräfte sein. Bei hohen Spulenströmen sind Leiterbewegungen von wenigen Mikrometern gefährlich, da eine winzige Energie-deposition von typisch 1 mJ/g ausreicht, den Leiter über die kritische Temperatur hinaus zu erwärmen. Diese extreme Empfindlichkeit ergibt sich aus der nahezu verschwindenden Wärmekapazität von Metallen bei niedrigen Temperaturen ( $C \propto T^3$  für  $T \rightarrow 0$ ). Flüssiges Helium ist die einzige Substanz mit hoher Wärmekapazität bei 2 bis 4 Kelvin. Die Isolation der Magnetspulen ist Helium-durchlässig ausgelegt, sodass jeder Stromleiter optimal gekühlt ist. Dadurch lassen sich Quenche infolge von Leiterbewegungen weitgehend eliminieren. Tritt dennoch ein Quench ein, z. B. weil durch eine Fehlfunktion von Beschleunigerkomponenten ein Teil des hochenergetischen Protonenstrahls in die Spule gelenkt wird, so muss der hohe Spulenstrom von 5000 bis 10000 Ampere in weniger als einer Sekunde auf null gefahren werden, um ein Durchbrennen der Spule zu verhindern. Zu diesem Zweck sind aufwändige Sicherheitssysteme installiert.

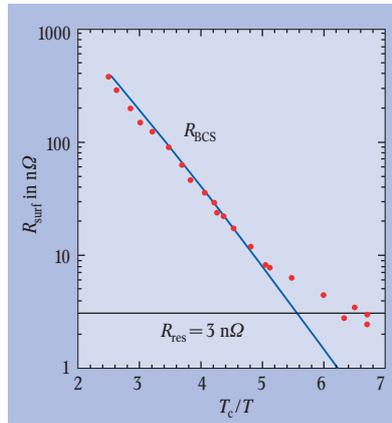
**Supraleitende Beschleunigungsstrukturen**

Die Hohlraumresonatoren zur Energieerhöhung geladener Teilchen werden zu transversal-magnetischen (TM) Eigenschwingungen mit longitudinalem elektrischen Feld auf der Achse angeregt. Der fundamentale Vorteil supraleitender Niob-Resonatoren ist der extrem hohe Gütefaktor von mehr als  $10^{10}$  bei  $T=2$  K, verglichen mit einigen  $10^4$  in Kupferresonatoren. Daher wird nur ein winziger Bruchteil der eingekoppelten Hochfrequenz-Leistung in den Wänden dissipiert, der Löwenanteil wird auf den Teilchenstrahl übertragen.

**Weiche Supraleiter für Resonatoren**

Die Anforderungen an den Supraleiter in einem Mikrowellenresonator sind ganz andere als bei einem Magneten. Magnetisches Fluss-Pinning muss strikt vermieden werden, da es mit starken Hystereseverlusten in alternierenden Magnetfeldern verknüpft ist: Man braucht einen *weichen Supraleiter*. Daher sind die Nioblegierungen nicht zu gebrauchen. Ideal wären Supraleiter vom Typ I, die aufgrund des Meißner-Effekts nur Magnetfelder in einer hauchdünnen Oberflächenschicht zulassen. Der beste Leiter dieser Art, Blei, scheidet aus, weil sein kritisches Magnetfeld  $B_c = \mu_0 H_c = 80$  mT zu gering ist. Unter allen bekannten Materialien ist Niob die beste Wahl für Hochfeld-HF-Resonatoren. Niob ist zwar ein Typ-II-Leiter, aber das obere kritische Feld  $B_{c2}$  liegt nur einen Faktor 1,8 oberhalb des thermodynamischen kritischen Feldes ( $B_c^{th} \approx 200$  mT bei  $T = 2$  K), und die magnetische Hysterese ist nicht stark ausgeprägt.

In einem Mikrowellenresonator induziert das hochfrequente Magnetfeld oszillierende Ströme innerhalb



**Abb. 7:** Der in einem TESLA-Resonator gemessene Oberflächenwiderstand von Niob als Funktion von  $T_c/T$ . Die kritische Temperatur von Niob beträgt  $T_c = 9,2$  K. Der Widerstand folgt der BCS-Vorhersage über zwei Dekaden. Erst bei Temperaturen unter 2 K findet man einen zusätzlichen Restwiderstand  $R_{res}$  von einigen nΩ, der auf geringe Verunreinigungen der Oberfläche zurückzuführen ist.

einer Oberflächenschicht von der Dicke einer Londonschen Eindringtiefe ( $\lambda_L \approx 50$  nm). Der oszillierende Strom hat einen Cooper-Paar-Anteil, der  $90^\circ$  phasenverschoben gegen das HF-Feld ist und keine Wärme erzeugt, und einen Anteil von den ungepaarten Leitungselektronen, der zu Energiedissipation führt. In der Bardeen-Cooper-Schrieffer-Theorie (BCS) hängt die Dichte der normalen Leitungselektronen exponentiell von der Temperatur ab. Das Gleiche gilt für den Oberflächenwiderstand, der zudem proportional zum Quadrat der Frequenz ist [2, 6]:

$$R_{BCS} = \frac{Af^2}{T} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (2)$$

Dabei ist  $\Delta = 1,76 k_B T_c$  die Energielücke,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante,  $T_c$  die kritische Temperatur und  $A$

ein Koeffizient, der von der Londonschen Eindringtiefe und anderen Materialparametern abhängt. Die exponentielle Temperaturabhängigkeit wird experimentell bestätigt (Abb. 7). Sie ist der Grund dafür, die Hochfeld-Resonatoren von TESLA mit supraflüssigem Helium von 2 K zu kühlen. Weit unter 2 K zu gehen lohnt allerdings nicht, weil dann der Restwiderstand von einigen nΩ dominiert.

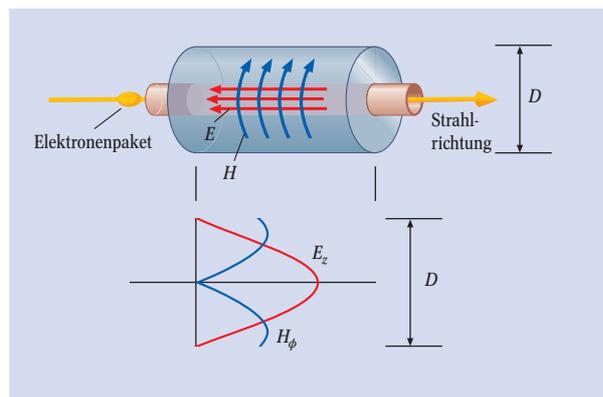
**Zylinderresonator**

Der einfachste Resonator hat die Form eines Zylinders (Abb. 8). Bei Vernachlässigung der Strahlrohr-Öffnungen lassen sich die Maxwell-Gleichungen mit Randbedingungen für den Zylinderresonator analytisch lösen [2, 6]. Die Felder im  $TM_{010}$ -Modus sind durch die Bessel-Funktionen  $J_0$  bzw.  $J_1$  gegeben:

$$E_z(r, t) = E_0 J_0(\omega_0 r/c) \cos(\omega_0 t) \quad (3)$$

$$H_\phi(r, t) = -\frac{E_0}{\mu_0 c} J_1(\omega_0 r/c) \sin(\omega_0 t)$$

Das Magnetfeld verschwindet auf der Achse und hat seinen Maximalwert nahe der Zylinderwand. Die Eigenfrequenz ergibt sich aus der Forderung, dass die z-Komponente des elektrischen Feldes auf dem Zylinderdarm ( $r = D/2$ ) null sein muss:



**Abb. 8:** Ein Zylinderresonator mit longitudinalem elektrischem und azimuthalem magnetischen Feld (oben) sowie die Amplitude des elektrischen Feldes (rot) und magnetischen Feldes (blau) in der  $TM_{010}$ -Grundschwingung (unten).

$$\omega_0 = \frac{2,405c}{D/2} \quad (4)$$

(Die erste Nullstelle der Bessel-Funktion  $J_0(x)$  liegt bei  $x = 2,405$ ). Eine wichtige Kenngröße ist der Gütefaktor des Resonators, definiert als das Verhältnis von Resonanzfrequenz und Halbwertsbreite der Resonanzkurve,

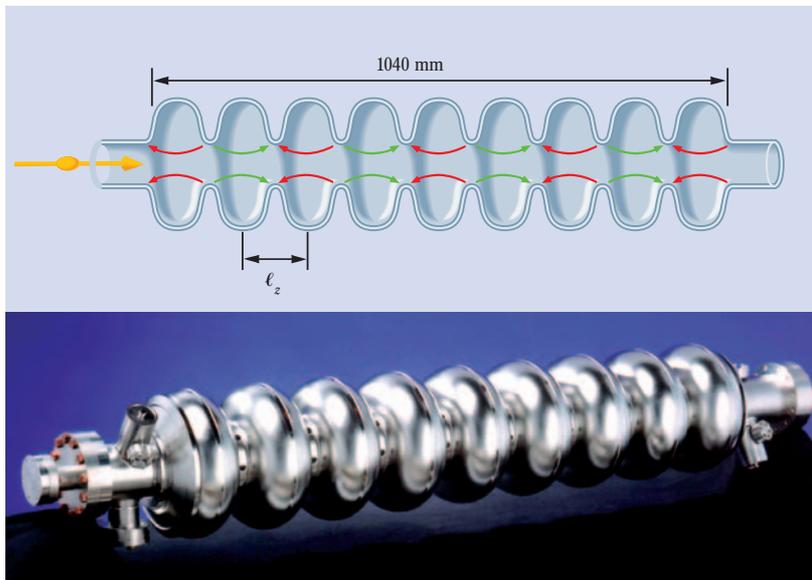
$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{G}{R_{\text{surf}}} \quad (5)$$

Der Gütefaktor ist umgekehrt proportional zum Oberflächenwiderstand  $R_{\text{surf}}$  (*surface resistance*), wobei  $G \approx 300 \Omega$  eine nur von der geometrischen Form, aber nicht vom Material abhängige Konstante ist. Der Oberflächenwiderstand entspricht im Wesentlichen dem Serienwiderstand in einem LCR-Schwingkreis. Für Kupfer ist er umgekehrt proportional zum Produkt aus Skintiefe  $\delta$  und Leitfähigkeit  $\sigma$ ,  $R_{\text{surf}} = (\delta\sigma)^{-1}$ . Für Supraleiter ist der BCS-Oberflächenwiderstand einzusetzen, siehe Gl. (2).

### Moderne supraleitende Resonatoren

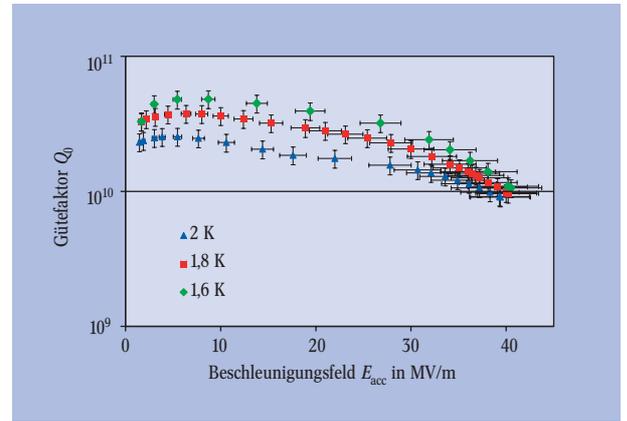
Die ersten supraleitenden Resonatoren wurden in der konventionellen Zylindergeometrie gebaut. Sie zeigten unerwartete Begrenzungen bei sehr geringen Feldstärken von  $E_{\text{acc}} \approx 2 \text{ MV/m}$ . Als Ursache dafür fand man die lawinenartige Vermehrung von Elektronen (das sog. *multipacting* [6]), die durch kosmische Strahlung oder Feldemission aus der Wand ausgelöst werden, im HF-Feld Energie gewinnen und wieder auf die Wand prallen, wo sie Sekundärelektronen erzeugen. Diese ernsthafte Begrenzung tritt in Rotationsellipsoiden erst bei sehr viel höheren Feldern auf. Daher haben die heutigen Resonatoren meist eine elliptische Kontur.

In den mit sehr hohen Strahlströmen betriebenen Speicherringen CESR an der Cornell University und KEK-B in Tsukuba (den sog. B-Meson-Fabriken)



**Abb. 9:** Längsschnitt und Foto des neunzelligen TESLA-Resonators, der aus hochreinem Niob besteht und eine Resonanzfrequenz  $f_0 = 1,3 \text{ GHz}$  hat. Gezeigt sind die elektrischen Feldlinien zu dem Zeitpunkt, an dem ein relativistisches Elektronenpaket in Zelle 1 eintritt. Die Länge  $\ell_z$  einer Zelle ist so gewählt, dass sich die Feldrichtung gerade umgekehrt hat, wenn

das Paket in die nächste Zelle eintritt. Das ist erfüllt, wenn  $\ell_z$  gleich der halben HF-Wellenlänge ist ( $\ell_z = c/(2f_0)$ ). Damit erreicht man, dass die Teilchen in allen Zellen den gleichen Energiezuwachs erhalten. Der Resonator wird mit supraflüssigem Helium von 2 K gekühlt (Foto: ACCEL).



**Abb. 10:** In der Anregungskurve des besten neunzelligen TESLA-Resonators (bei drei unterschiedlichen Temperaturen) ist der Gütefaktor  $Q_0$  als Funktion des Beschleunigungsfeldes  $E_{\text{acc}}$  aufgetragen. Der Resonator wurde bei der Firma ACCEL hergestellt und bei DESY elektrolytisch poliert.

werden einzellige supraleitende Resonatoren mit  $f_0 = 500 \text{ MHz}$  verwendet. In Linacs ist es dagegen nötig, vielzellige Resonatoren einzusetzen, um möglichst lange Beschleunigungsstrecken zu bekommen und die Zahl der teuren HF-Einkoppelantennen zu reduzieren. Die technisch sinnvolle Maximalzahl der Zellen liegt bei etwa zehn, weil es mit zunehmender Zellenzahl immer schwieriger wird, den gleichen Feldwert in allen Zellen einzustellen und die Anregung von sog. *trapped modes*<sup>6)</sup> durch die kurzen Elektronenpakete zu verhindern. Abbildung 9 zeigt den neunzelligen TESLA-Resonator.

Bei einem supraleitenden Resonator ist es wichtig, die an der inneren Oberfläche erzeugte Wärme mit einem sehr geringen Temperaturgradienten durch die Wand in das Heliumbad zu leiten, um ein exponentielles Anwachsen des Oberflächenwiderstands zu vermeiden. Ein hohes Wärmeleitvermögen ist daher von großer Bedeutung. Dies lässt sich wie am LEP-Speicherring mit Kupferresonatoren erreichen, auf die innen durch sog. Sputtern eine dünne Niobschicht aufgetragen wird. Die LEP-Resonatoren wurden bei Feldern von 5–8 MV/m betrieben, wiesen bei höheren Beschleunigungsfeldern jedoch einen starken Abfall des Gütefaktors auf. Nur mit massiven Niobresonatoren ist es bislang gelungen, die für einen Linear-Collider benötigten Felder von über 30 MV/m zu realisieren. Das Material muss hochrein sein, d. h. Verunreinigungen dürfen maximal im ppm-Bereich liegen, um bei 2 K eine hohe Wärmeleitfähigkeit zu haben.

### Technische Begrenzungen

Der Gütefaktor  $Q_0 = G/R_{\text{surf}}$  eines supraleitenden Niob-Resonators liegt typisch bei einigen  $10^{10}$  bei  $T = 2 \text{ K}$ . Im Prinzip sollte  $Q_0$  konstant bleiben, wenn man sich der Grenzfeldstärke  $E_{\text{max}} \approx 45 \text{ MV/m}$  annähert, aber in der Praxis beobachtet man häufig einen starken Abfall des Gütefaktors bei viel kleineren Feldern. Ursachen dafür können winzige Verunreinigungen der Nioboberfläche oder Feldemission von Elektronen sein. Der Resonator wird dadurch teilweise normalleitend, was eine lokale Erwärmung mit einer exponentiellen Erhöhung des Oberflächenwiderstands bewirkt und einen vorzeitigen Quench zur Folge haben kann. Durch Anwenden der Reinraumtechniken der Halbleiterindustrie ist es in den letzten zehn Jahren gelungen, die Schwelle für Feldemission von 10 MV/m

auf mehr als 30 MV/m hochzutreiben. Die Präparation einer spiegelglatten Oberfläche durch elektrolytische Politur ist eine andere wichtige Verbesserung gewesen, die es ermöglicht hat, sich dem physikalischen Grenzwert anzunähern und in Neunzell-Resonatoren routinemäßig Feldstärken von mehr als 35 MV/m zu erzielen [7]. Abbildung 10 zeigt die „Anregungskurve“ des bisher besten neunzelligen TESLA-Resonators. In einzelligen Resonatoren sind noch etwas höhere Felder realisiert worden, bei denen das magnetische Feld  $B_\phi$  an der Resonatorwand fast den kritischen Wert von  $B_{\text{krit}} \approx B_c^{\text{th}} \approx 200$  mT erreicht hat.

### Industriebeteiligung

Der Markt der Beschleuniger-Technologie ist im Bereich der Grundlagenforschung starken Schwankungen unterworfen. Im supraleitenden Magnetbau dominierten in der Vergangenheit große Hochenergie-Teilchenbeschleuniger (Tevatron, HERA, RHIC, LHC) den Markt. Die Magnete wurden als Prototypen in den Instituten entwickelt, und die Industrie stellte die Serienmagnete her. Die Zukunft liegt wohl eher bei supraleitenden Wiggler- und Undulatoren für Synchrotronstrahlungsquellen oder supraleitenden Magneten für die Kernfusion und zur Speicherung elektrischer Energie. Bei supraleitenden Wiggler- übernimmt die Industrie schon jetzt nach Vorgabe der technischen Spezifikation einen Großteil der Entwicklungsarbeit.

Normal- und supraleitende Resonatoren sind bisher von Instituten und Universitäten entwickelt worden. Industrieunternehmen wie ACCEL Instruments haben Technologietransfer-Verträge abgeschlossen und sind so in der Lage, normale und supraleitende Resonatoren für Speicherringe und Linearbeschleuniger schlüsselfertig auch an kleinere Institute zu liefern, die dadurch Entwicklungskosten sparen und kein spezielles Fertigungs-Know-how aufbauen müssen. Bedingt durch die Fortschritte im Rahmen des TESLA-Projektes könnte der Markt der supraleitenden Resonatoren stärker wachsen. Für den International Linear Collider werden etwa 20000 Resonatoren benötigt. Freie-Elektronen-Laser im Röntgenbereich und andere Synchrotronstrahlungsquellen der vierten Generation (z. B. die sog. *Energy Recovery Linacs*) benötigen einige hundert bis tausend Resonatoren. Ziel der Industrie wird es sein, diese Resonatoren als schlüsselfertige Module mit garantierter Leistungsmerkmalen zu liefern. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Bau von Beschleunigerkomponenten für die Grundlagenforschung seinen Status als Nischenmarkt für den Mittelstand in absehbarer Zukunft beibehalten wird.

### Ausblick

Eine noch offene Frage ist, ob man alternative Supraleiter findet, die Niob bzw. Niob-Titan überlegen sind. Die keramischen Hoch- $T_c$ -Supraleiter erscheinen zur Zeit nicht sehr aussichtsreich. Es ist bisher nicht gelungen, leistungsfähige und preisgünstige Kabel für Magnete herzustellen. In der Gruppe von H. Piel (Universität Wuppertal) wurde ein Kupferresonator mit einer Hoch- $T_c$ -Innenbeschichtung gebaut, der aber im Vergleich zu Niobresonatoren enttäuschende Resultate erbrachte.

Erwähnenswert ist die Anwendung der Hoch- $T_c$ -Supraleiter in den Stromzuführungen der LHC-Magnete. Von Raumtemperatur bis zu einem Zwischen-niveau bei 60–70 K wird der Strom von typisch 10000

A über Helium-gekühlte Kupferleitungen geführt. Von 70 K bis zum 1,9 K-Niveau der Magnetspulen fließt der Strom verlustfrei durch Hoch- $T_c$ -Leiter. Dadurch wird der Heliumverbrauch merklich reduziert.

Der Large Hadron Collider LHC am CERN, der neue Ionenbeschleuniger am GSI und der European X Ray Free-Electron Laser XFEL bei DESY sind eindrucksvolle Beispiele für Beschleunigerprojekte, in denen die Supraleitungstechnologie eine entscheidende Rolle spielt. Das gilt auch für viele neue Lichtquellen – wie die Infrarot-FEL ELBE in Rossendorf – und die Spallations-Neutronenquelle SNS in USA. Auch hier ist die Verwendung supraleitender Resonatoren vorgesehen.

### Literatur

- [1] K. H. Mess, P. Schmüser und S. Wolff, *Superconducting Accelerator Magnets*, World Scientific, Singapur (1996)
- [2] P. Schmüser, *Superconductivity in High Energy Particle Accelerators*, Prog. Part. Nucl. Phys. **49**, issue 1 (2002); online unter [www.desy.de/~pschmues](http://www.desy.de/~pschmues), Datei *supercon-acc.pdf*
- [3] S. Russenschuck, *Electromagnetic Design and Mathematical Optimization Methods in Magnet Technology*, E-Book (2005). Kontakt: [Stephan.Russenschuck@cern.ch](mailto:Stephan.Russenschuck@cern.ch)
- [4] W. Buckel und R. Kleiner, *Supraleitung*, Wiley-VCH, Weinheim (2004)
- [5] D. R. Tilley und J. Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, IoP Publishing, Bristol (1990)
- [6] H. Padamsee, J. Knobloch und T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators*, Wiley, New York (1998)
- [7] L. Lilje et al., Achievement of 35 MV/m in the superconducting nine-cell cavities for TESLA, *Nucl. Instr. Meth. A* **524**, 1 (2004)

### Die Autoren

**Michael Pekeler** ist Gruppenleiter bei der Firma ACCEL Instruments in Bergisch-Gladbach und dort für die Konstruktion und Fertigung supraleitender Resonatoren zuständig. Er hat 1995 bei P. Schmüser an der Universität Hamburg promoviert mit grundlegenden Untersuchungen zu den TESLA-Resonatoren, die an der Cornell University und bei DESY durchgeführt wurden.

**Peter Schmüser** ist emeritierter Professor für Experimentalphysik an der Uni Hamburg. Seine Forschungsschwerpunkte sind Teilchen- und Beschleunigerphysik. Er hat am Design der HERA-Magnete mitgearbeitet und mit seinen Studenten (darunter Michael Pekeler) die Auswirkungen der *persistent currents* auf die Feldqualität untersucht. Zusammen mit einem Doktoranden (Lutz Lilje) war er an der Entwicklung supraleitender Resonatoren höchster Feldstärke beteiligt.

