

SUPRALEITENDE ENERGIESPEICHER

S. L. Wipf

IPP 2/211

Februar 1973

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN**

SUPRALEITENDE ENERGIESPEICHER

S. L. Wipf

IPP 2/211

Februar 1973

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

SUPRALEITENDE ENERGIESPEICHER

S. L. Wipf

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik,
EURATOM Association,
8046 Garching bei München

Vortrag, gehalten an der Herbstschule "Anwendung der Supraleitung in Elektrotechnik und Hochenergiephysik" in Titisee/Schwarzwald, 9.-13. Okt. 1972

Zusammenfassung:^{*}

Bis jetzt finden induktive Energiespeicher mit Ausnahme einiger Spezialfälle praktisch noch keine Anwendung, obschon sie bei genügender Grösse (≈ 10 MJ) und hoher Entladungsgeschwindigkeit (≈ 0.1 sec) ökonomisch vorteilhafter sind als Alternativen. Ein weiterer Vorteil ist die relativ hohe **Energiedichte**, die ~ 100 J/cm³ erreichen kann; (zum Vergleich: ~ 1 J/cm³ für Kapazität). Eine Studie der Realisierungsmöglichkeiten behandelt die Prinzipien der Optimierung der Spulenform, und skizziert die grundlegenden Probleme beim Entladungsprozess. Es zeigt sich dabei, dass Verluste bei der Entladung in einen induktiven Verbraucher nur schwer zu vermeiden sind, wenn die Vorteile der hohen Energiedichte oder der raschen Entladung nicht aufgegeben werden sollen. Zwei weitere Probleme, denen die heutige Technologie noch nicht gewachsen ist, sind ein geeigneter Kryoschalter, wobei man als Schaltprozess den Phasenübergang Normal - Supraleitend verwenden würde, sowie ein Leiter für die Speicherspule, dessen Wechselstromverluste so klein sind, dass der supraleitende Zustand während der Entladung beibehalten wird. Die Entwicklung supraleitender Energiespeicher ist von grösster Bedeutung in der auf einen Fusionsreaktor hinzielenden Plasmaphysik.

*) for short version in English see: S. L. Wipf, Proc. Internatl. Sessions on Fusion Reactor Techn., June/July 1971, Oak Ridge Natl. Lab. (CONF-710624) p. 344

SUPRALEITENDE ENERGIESPEICHER

S. L. Wipf

1. EINLEITUNG

Zu den wichtigsten Eigenschaften, nach denen Energiespeicher beurteilt werden, gehören die Energiedichte und die Leistungsdichte. Das eine gibt die Energie, die pro Volumen- oder Gewichtseinheit gespeichert wird, das andere die mögliche Leistungsentnahme, resp. die Entladedauer.

Vielfach ist es so, dass Speicher hoher Energiedichte geringe Leistungsdichten haben und umgekehrt.

Fig. 1 gibt eine Übersicht der Energiedichten der gebräuchlichen Energiespeicher.*

Für die Anwendung ist von grossem Interesse, ob zur Anpassung zwischen Speicher und Verbraucher eine mehr oder weniger komplizierte Apparatur (Energiewandler) gebraucht wird, wobei der Wirkungsgrad eine Rolle spielen mag. In dieser Hinsicht sind z.B. die Explosivstoffe im Nachteil.

Die Forschung um die kontrollierte Kernfusion geschieht im Bestreben, den wohl besten Energiespeicher, nämlich die Kernenergie nutzbar zu machen.

* Ganz nebenbei mag es zu Vergleichszwecken interessieren, dass unter den chemischen Energiespeicherstoffen die höchste Energiedichte beim Fett zu finden ist, $3.7 \times 10^4 \text{ J/cm}^3$ (gleich wie Benzin, aber eine Grössenordnung über den gebräuchlichen Sprengstoffen), und dass der menschliche Körper seine Energievorräte von der Grössenordnung 10^2 MJ (je nach Prosperität) durch weise Vorsehung der Natur in dieser konzentrierten Form herumträgt. Die durchschnittliche tägliche Energieaufnahme des Bundesbürgers ist ca. 3 000 kcal \approx 13 MJ.

Schliesslich sind ökonomische Überlegungen direkt oder indirekt entscheidend über die Einsatzmöglichkeiten eines Energiespeichers. Diese können nur auf Grund einer detaillierten Studie der ins Auge gefassten Anwendung angestellt werden.

Die bisher praktisch kaum gebrauchte induktive Energiespeicherung liegt hinsichtlich Energie- u. Leistungsdichte zwischen Kapazität und Schwungrad und kann deshalb in vielen Fällen als Alternative zu diesen betrachtet werden. Zu den vorgesehenen Anwendungen gehören vor allem zwei : die immer grösser werdenden Pulsexperimente der Plasmaphysik, bei denen Plasma, d.h. ionisiertes Gas, magnetisch komprimiert wird (sog. θ - pinch Experimente); und die ebenfalls immer grösser werdenden Laser, die entweder durch Blitzlampen oder direkt durch elektrischen Puls (CO_2 -laser) angeregt werden. Ferner kann die magnetische Metallverformung genannt werden und als neue Idee, die Speisung von supraleitenden Magneten für Teilchenbeschleuniger.

Bereits vor der Entdeckung der Hochfeldsupraleitung hat Carruthers¹ in einer Diskussion über Energiespeicher für die Fusionsphysik die Anwendung von (normalleitenden) induktiven E.S. vorgeschlagen, weil sie billiger sind als Kapazitäten, sofern das Speichervermögen den Wert von ~ 1 MJ überschreitet, und billiger als rotierende Maschinen, sofern die Entladezeit 0.1 sec unterschreitet. (s. Fig. 2).

Diese Feststellung gilt umsomehr, als bei der Anwendung der Supraleitung gegenüber der Normalleitung eine ungefähr 3 - 5 fache Kostenerniedrigung resultiert.

In diesem Vortrag wird eine Diskussion der Realisierungsmöglichkeiten supraleitender Energiespeicher angestrebt. Dazu muss man sich auch mit den bereits zu diesem Thema veröffentlichten Arbeiten befassen; da nur wenige ausgeführte Projekte existieren, kann aber noch kaum von einem " Stand der Technik " gesprochen werden.

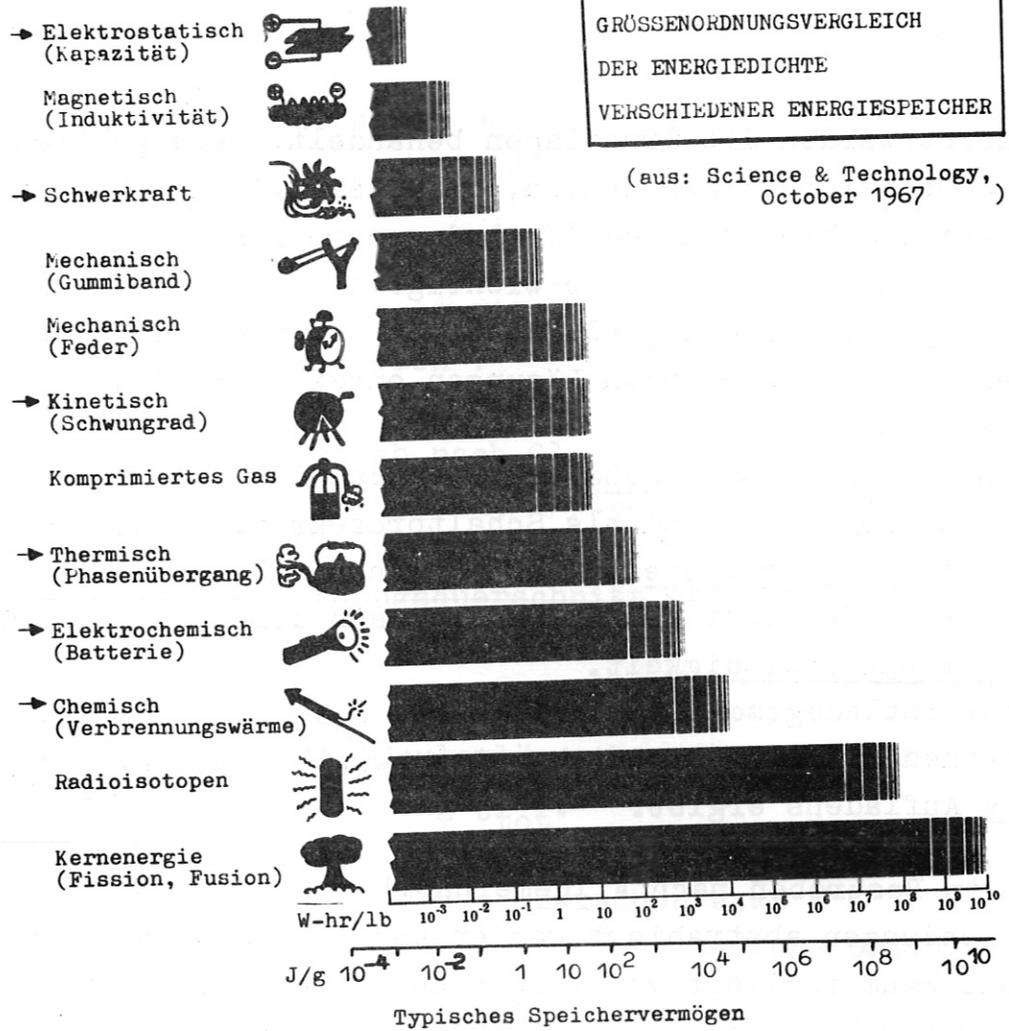
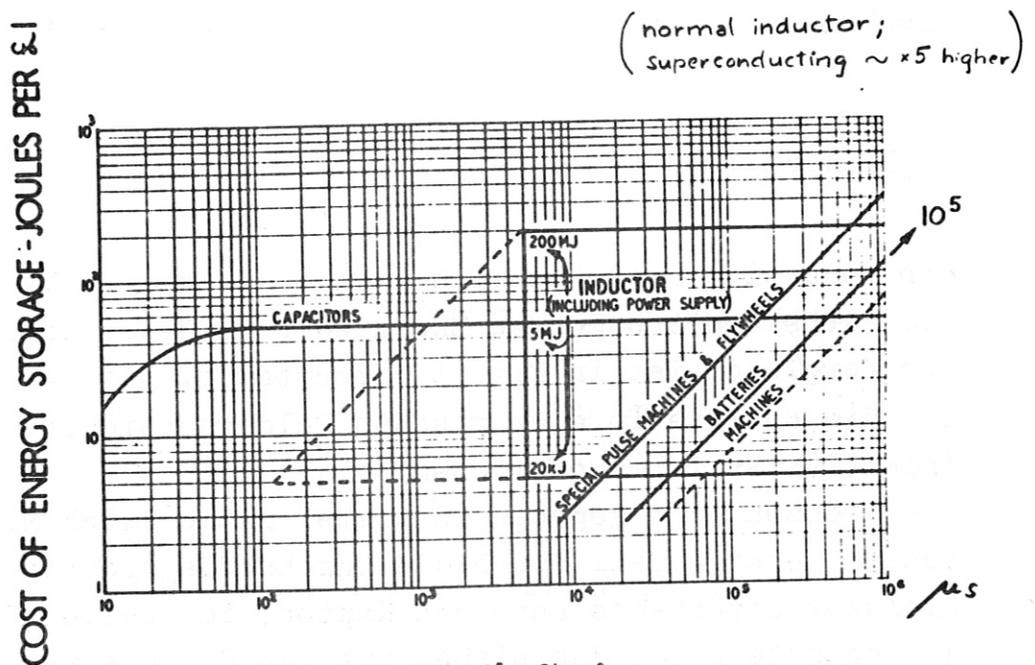


Fig. 1
(siehe Ref. 2)



CLM - P7 Fig. 2.
Cost of energy storage v. current rise time.
(Carruthers, 1961)

Fig. 2
(siehe Ref. 1)

Zuerst werden die Grundlagen behandelt. Dazu gehören:
Die Optimierung der Spulen, ausgehend von der Ökonomie der Energiedichte; dann der Entladungsprozess.

Anschliessend sollen die wichtigsten Probleme skizziert werden, die speziell die Supraleitung tangieren und für die noch keine funktionierenden Lösungen entwickelt sind.

Dazu gehören:

Ein supraleitender Schalter, der den Phasenübergang supra- normalleitend als Schaltprozess verwendet; dann die Wechselstromverluste in der Speicherspule.

Etwas allgemeiner ist die Frage nach der ungefähren Grenze der Entladegeschwindigkeit.

Hohe Entladegeschwindigkeit setzt sehr hohe Speicherstromstärken voraus, (wie sich zeigen wird), was die Probleme des Aufladens ergibt.

Da im Bestreben nach Allgemeinheit nicht immer von den Anwendungen abstrahiert werden kann und da ein Energiespeicher wohl kaum isoliert vom Verbraucher konzipiert wird, so sei hier erwähnt, dass die richtunggebende Anwendung sich auf die Produktion der Kompressionsfelder bei Θ - Pinch Experimenten bezieht.

Es werden zum Schluss auch noch andere mögliche und projektierte Anwendungen induktiver Energiespeicherung erwähnt.

2. SPULENOPTIMIERUNG UND ÖKONOMIE

Der induktive Energiespeicher kann den kapazitiven um ein bis zwei Größenordnungen an Energiedichte übertreffen.

Der Vergleich ist in Fig. 3 dargestellt. Bei der Kapazität ist die Energie im elektrischen Feld gespeichert, bei der Induktivität im magnetischen Feld.

Die Grenzen sind gegeben in erster Linie durch Materialkonstanten; im ersten Fall durch die Durchschlagsfestigkeit und die Dielektrizitätskonstante von Kapton, im zweiten Fall durch das höchste Feld, das bisher mit dem Supraleiter Nb_3Sn hergestellt wurde³.

Der technisch einfacher zu handhabende Supraleiter NbTi ist beschränkt auf die Erzeugung von Feldern unterhalb etwa 8 T .

Die Frage, die in erster Linie interessiert, ist die:
Wieviel Energie ($\frac{1}{2} LI^2$) kann mit einem gegebenen Spulenvolumen oder -gewicht gespeichert werden ?

Die Spuleninduktivität hängt ab nach Gl.(1) in Fig. 4 von einem geometrischen Faktor P, vom mittleren Windungsradius a und der Windungszahl N . Wir betrachten zunächst zylindrische Spulen mit rechteckigem Windungsquerschnitt und uniformer Stromdichte.

Der Spulenstrom I kann nach Gl(2) ausgedrückt werden, durch die Dicke d der Windung, die Spulenlänge b und die mittlere Gesamtstromdichte in der Wicklung j_{tot} .

Es stellt sich nämlich heraus, dass aus Stabilitätsgründen bei grossen Spulen der Wert von j_{tot} zwischen etwa 5.000 und 10.000 A/cm² liegen muss, und zwar beinahe unabhängig vom Feld oder der kritischen Stromdichte j_c des Supraleiters.

Die Spulengeometrie wird durch die Parameter $\xi = 2a/\sqrt{bd}$ und $\gamma = d/b$ beschrieben, während die Energie durch Gl(3) und schliesslich (4) auszudrücken ist, wobei $V = 2\pi abd = 8\pi \xi^{-2} a^3$ das gesamte Wicklungsvolumen darstellt.

Der Faktor P ist nur abhängig von ξ und γ und kann in der Literatur gefunden werden⁴⁻⁷.

Die Geometrie, die für eine gegebene Drahtmenge die grösste Induktivität ergibt, ist unter dem Namen Brooks-Spule bekannt⁸ und ist in Fig. 5 gegeben. Die Energie einer solchen Spule ist nach Gl(5) zu berechnen.

Für Spulen, die bei gleichen Wicklungsvolumen und gleicher Gesamtstromdichte von der Brooks-Spulengeometrie abweichen, reduziert sich die gespeicherte Energie um einen Faktor

$$E/E_B = f(\xi, \gamma) = 1.222 \times 10^8 \text{ [cm/henry]} P(\xi, \gamma) \xi^{-2/3} \quad (6)$$

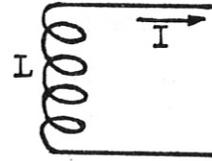
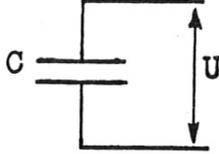
Energiespeicher

kapazitiv

induktiv

$$\frac{1}{2} C U^2$$

$$\frac{1}{2} L I^2$$



$$\frac{1}{8\pi} \epsilon \epsilon^2$$

$$\frac{1}{8\pi} \mu H^2$$

Fig. 3

Vergleich zwischen kapazitivem und induktivem Energiespeicher.

ungefähre Grenze:

$$\epsilon \approx 2.5 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$$

$$\dot{H} \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ Oe}$$

$$(\epsilon \approx 3.6)$$

$$(\mu \approx 1)$$

$$\sim 1 \text{ J/cm}^3$$

$$\sim 90 \text{ J/cm}^3$$

$$L = P a N^2$$

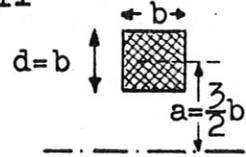
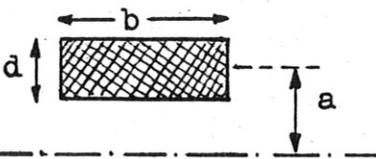
(1)

$$E \propto V^{\frac{5}{3}} \cdot j_{tot}^2$$

(4')

cylindrical coil

BROOKS coil



$$\gamma = d/b$$

$$\xi = 2a/\sqrt{bd}$$

$$\gamma = d/b = 1$$

$$\xi = 2a/\sqrt{bd} = 3$$

$$N I = b d j_{tot}$$

(2)

$$E_B = 3.028 \cdot 10^{-10} V^{\frac{5}{3}} j_{tot}^2$$

(5)

$$[Vs/Acm]$$

$$E = (1/2) L I^2$$

$$= (1/2) P a (bd)^2 j_{tot}^2$$

(3)

$$= (1/4) \pi^{-\frac{5}{3}} P(\xi, \gamma) \xi^{-\frac{2}{3}} V^{\frac{5}{3}} j_{tot}^2$$

(4)

arbitrary coil shape :

$$E/E_B = f(\xi, \gamma) < 1$$

(6')

Fig. 4

Energie in der Zylinderspule

Fig. 5

Energie in der Brooks-Spule

Dieser Faktor ist in Fig.6 als Funktion von f und λ gegeben. Aus dieser Übersicht, die einen recht weiten Bereich erfasst, erkennen wir, dass die geometriebedingte Abweichung von der maximal speicherbaren Energie kaum eine Grössenordnung beträgt.

Diese Abweichung einer Grössenordnung kann durch die Zunahme von V um einen Faktor 4 gemäss Gl.(4) kompensiert werden. Anders gesagt: Um eine gewisse Energie zu speichern, hat eine Brooksspule das geringste Gewicht. Die Abweichung von der Brooksspulengeometrie im ganzen Bereich des Diagramms in Fig. 6 entspricht einer Gewichtszunahme von weniger als einen Faktor 5. Etwas ähnliches gilt für den Preis, doch darauf kommen wir noch zu sprechen.

Zur Spulenoptimierung sind unterschiedlich ins Gewicht fallende Gesichtspunkte zu berücksichtigen.

Man kann deshalb nicht eine allgemein beste Spulenform angeben, sondern nur die Prinzipien erläutern, nach denen sie im Einzelfall gefunden werden kann. Im folgenden werden einzelne Punkte diskutiert.

Die Vermeidung von Streufeldern wird auf zwei Arten erreicht: durch konzentrische Abschirmspulen oder durch toroidale Geometrie. Abschirmspulen wurden von Carruthers vorgesehen¹; sie sind umso geringer an Materialkosten je grösser der Abstand von der Hauptspule gewählt wird. Durch Abschirmspulen wird natürlich der Vorteil der Volumenenergiedichte verringert. Wird die Abschirmspule kleiner gemacht, so entsteht ein System von 2 (konzentrischen) Spulen, die beide etwa gleichwertig zur Energiespeicherung beitragen, dabei ist ein weiterer Vorteil die Kräfteentlastung der inneren Spule.

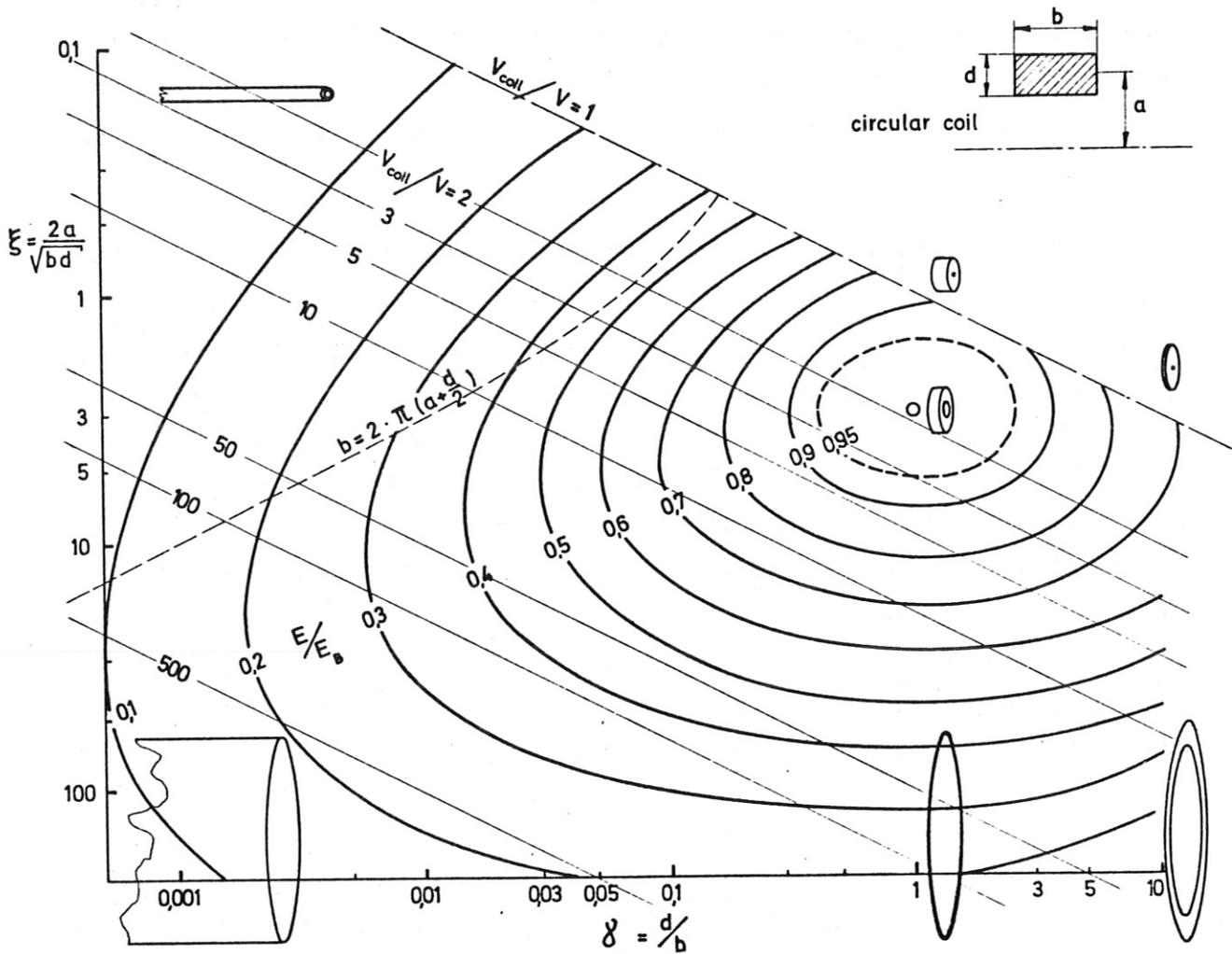


Fig. 6

Vergleich verschiedener Zylinderspulen-Geometrie, bei gleichem Wicklungsvolumen V und gleicher Stromdichte j_{tot} .

Die Optimierung eines solchen Systems resultiert nach Ref.9 in einer kugelförmigen Geometrie.

Die Induktivität toroidaler Spulen ist vergleichbar mit derjenigen von zylindrischen Spulen der Länge $2\pi R$, wobei R der Radius der Torusseule ist. In dem Diagramm Fig.6 befinden sich die Werte, die toroidale Geometrien repräsentieren können oberhalb der Linie $b = 2\pi (a + d/2)$. Die Induktivität des schlanken Torus, (d.h., eine relativ grosse zentrale Öffnung, oder $R/a \gtrsim 3$) ist nur unwesentlich grösser als die der entsprechenden geraden Spule; für R/a Werte von 2; $\sqrt{3}$; $\sqrt{2}$; ist die Differenz entsprechend 7%; 10%; 20%; und im Grenzfall $R=a$ ist die Induktivität doppelt so gross ^{4,5}.

Aus Gründen der Herstellungsschwierigkeit kann die zentrale Öffnung nicht zu klein gewählt werden ($E/E_B \leq 0.35$).

Das zulässige Maximalfeld B_{\max} in der Wicklung ist gegeben durch den Supraleiter. Die Geometrie muss so gewählt sein, dass es nicht überschritten wird. So ist z.B. für die Brooks-Spulen Geometrie $B_{\max} \approx \frac{4}{9} a j_{\text{tot}}$. Mit $E_B = 1,68 \times 10^9 a^5 j_{\text{tot}}^2$ erhält man aus Gl.(5)

$$E_B = 9,56 \times 10^{-8} B_{\max}^5 j_{\text{tot}}^{-3} \quad (7)$$

Mit $j_{\text{tot}} = 5.000 \text{ A/cm}^2$ und $B_{\max} = 8 \text{ T}$ für NbTi ergibt sich die grösste Energie, die in einer Brooks-Spule gespeichert werden kann, zu 2,5MJ. Für grössere Energien müsste man kleinere Stromdichten anwenden, oder aber zu Geometrien ausweichen bei denen kleinere Felder auftreten, also allgemein zu relativ grösseren Spulenvolumen (V_{coil}), d.h. im Diagramm Fig. 6 nach links unten. Für rasche Abschätzungen wurden V_{coil}/V Werte eingezeichnet. Man könnte auch kleinere Werte für j_{tot} in Betracht ziehen, das würde aber grössere Wicklungsvolumen und daher höhere Kosten zur Folge haben; über die Wahl von j_{tot} wird unten noch gesprochen.

Nb_3Sn mit B_{max} von 150 kG erlaubt 23 mal höhere Maximalwerte von E_B , für $j_{\text{tot}} = 5.000 \text{ A/cm}^2$ wie oben, also 60 MJ.

Das Problem der Kräfte in der Spulenwicklung beeinflusst die Wahl gegenteilig.^{10,11} Die Kesselkräfte sind proportional dem Radius a . Die Spulen mit den kleinsten Kräften haben einen verschwindenden Innendurchmesser, liegen also auf der Grenzlinie $V_{\text{coil}}/V = 1$. Es kann gezeigt werden¹², dass Spulen mit einem Radius grösser als $a' = \sigma_{\text{bmax}} / F_p \approx 20 \text{ cm}$ nicht ohne Armierung auskommen, dabei ist σ_{bmax} die Zugfestigkeit des Supraleiters und

$F_p = j_c B$ die kritische Lorentzkraft. Die Querschnitte zwischen Armierung (Stahl oder dergl.) und NbTi verhalten sich etwa wie Spulenradius zum Radius a' .

Die Reduktion der Wechselstromverluste verlangt wiederum kleine Felder in der Wicklung, also grosse Spulenvolumen. Hohe Entladegeschwindigkeiten dagegen können erreicht werden in kurzen Spulen mit kleinem Volumen. Dies wird noch in mehr Details diskutiert werden, ebenso wie die Wechselstromverluste.

Die Kosten der Spule sind in grober Annäherung proportional $V j_{\text{tot}}$.

Aus Gl.(5) errechnet sich der auf die Energieeinheit bezogene Preis als proportional zu

$$V j_{\text{tot}}/E = \left(\frac{E}{E_B}\right)^{-3/5} (2.048 \times 10^5) E^{-2/5} j_{\text{tot}}^{-1/5} \quad (8)$$

Der Preis pro Energieeinheit wird also günstiger bei höherem j_{tot} . Sofern allerdings die höhere Stromdichte zum Abweichen von der günstigeren Geometrie zwingt, wie im Zusammenhang mit Gl.(7) erläutert wurde, kann der gewünschte Vorteil durch das Zunehmen von $(E/E_B)^{-3/5}$ aufgehoben werden.

Die Feldabhängigkeit des Supraleiter-Preises kann eine grosse Rolle spielen.

Bei den meisten Supraleitern ist F_p nahezu konstant, oder hat ein flaches Maximum, und nimmt oberhalb B_{max} rasch ab.

Eine gute Spulenkonstruktion nützt dies aus, indem B_{max}

nicht überschritten und die Spulenwindung in mehrere Zonen verschiedener Feldstärke unterteilt wird.¹³

Der Preis für den Supraleiter allein, wird eher proportional

$$V j_{tot}/j_c = V j_{tot} B/F_p .$$

Die billigste Spule wird deshalb im Diagramm Fig. 6 links unter der Brooksspule liegen, (abhängig von der Grösse)¹⁴⁻¹⁶.

Der Stand der Technik des Spulenbaus erlaubt eine Abschätzung der zu erwartenden j_{tot} zu machen. In Fig. 7 sind alle bekannten grossen Spulen zusammengestellt¹⁷ nach gespeicherter Energie versus j_{tot} . Je grösser die Spulen, desto kleiner das j_{tot} . Dies kann zum Teil damit erklärt werden, dass grosse Spulen viel mehr Strukturmaterial brauchen und ausserdem hinsichtlich Stabilisierung etwas konservativer konstruiert sind als kleine.

Zum Teil mag auch mitspielen, dass bei den längeren Fertigungszeiten der grösseren Spulen die neueren technischen Errungenschaften wie z.B. der Multifilamentleiter noch nicht durchwegs zum Einsatz gekommen sind. Es besteht jedenfalls kein Grund anzunehmen, dass eine Stromdichte von etwa 5000 A/cm² bei grossen Spulen nicht erreicht werden kann.

In Fig. 8 ist schliesslich noch eine Zusammenstellung nach inverser Energiedichte in Abhängigkeit von Energie gegeben.

Es handelt sich um existierende Spulen.¹⁸

Zum Vergleich sind Kurven $V/E_B \propto E_B^{-2/5} j_{tot}^{-6/5}$ eingetragen und zwar für die Stromdichte 10000 A/cm² und 5000 A/cm². Ausserdem sind für die kleinere Stromdichte auch die V/E-werte für 0.3 E_B und 0.1 E_B eingezeichnet.

Das durchschnittliche spezifische Gewicht innerhalb V wurde zu 5 g/cm³ angenommen, der Supraleiterpreis als 0.45 \$/cm³ gestützt auf ein $j_{tot} = 5000$ A/cm².

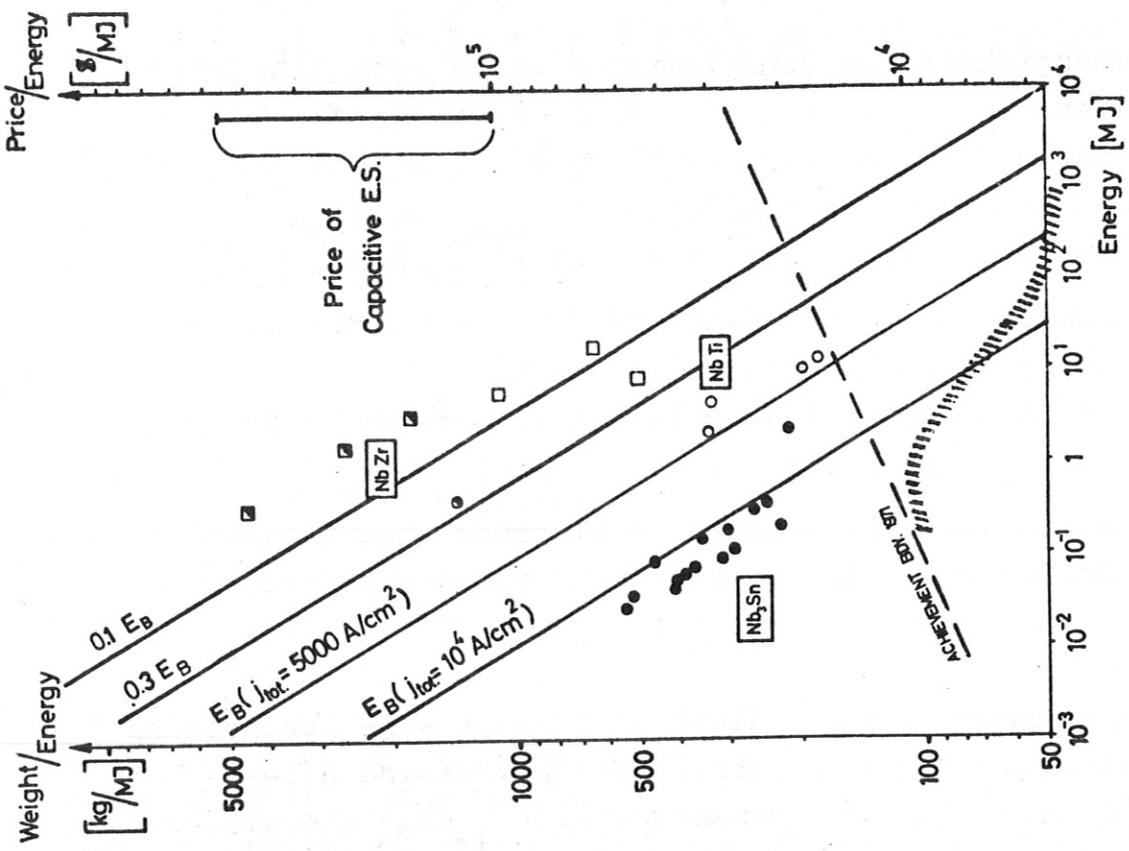


Fig. 8

Auf die Energieeinheit bezogenes Gewicht einiger Spulen in Abhängigkeit von E_B (Ref.18). Runde Symbole: Zylinderspulen; Quadrate: nicht rotationssymmetrisch.

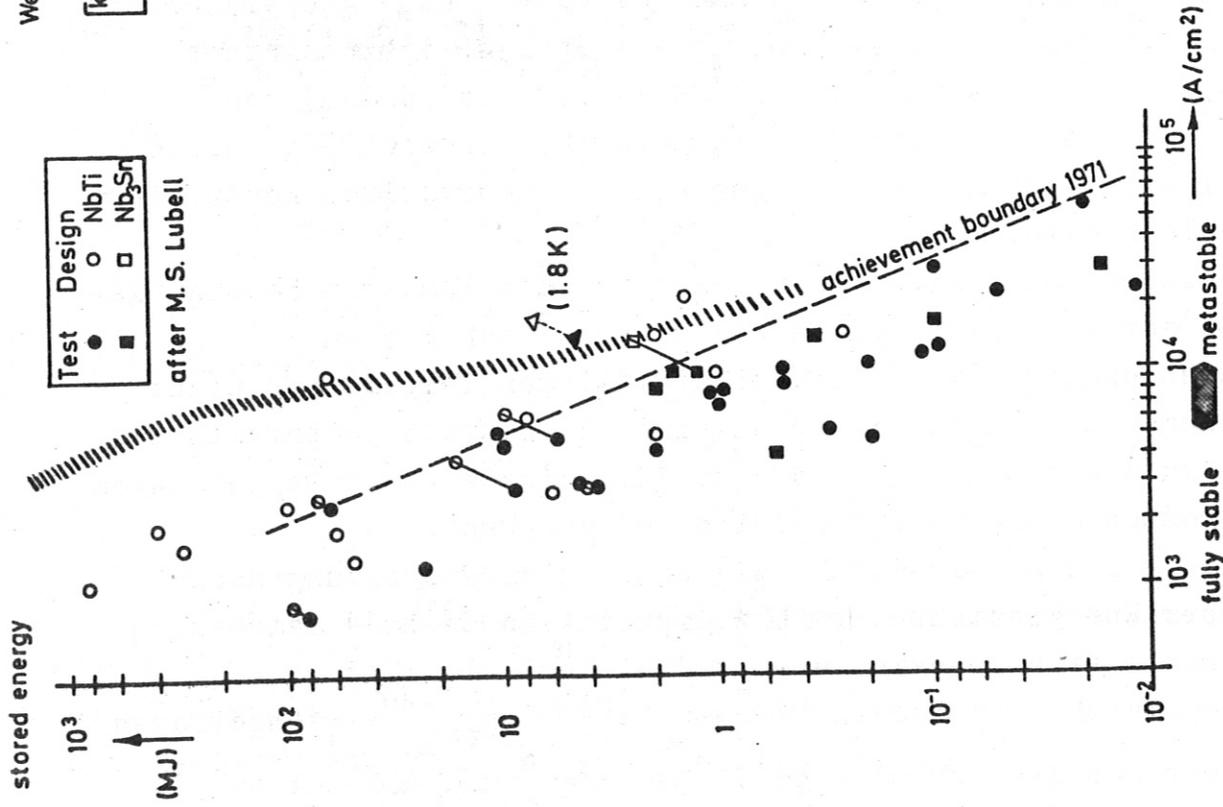


Fig. 7

Vergleich von E versus j_{tot} von existierenden Supraleiterspulen (Ref.17). Schraffiert: erhoffte Verbesserung der erreichbaren Grenze. Linien verbinden die erreichten Testwerte mit vorgesehenen projektierten Werten.

Obwohl nicht genügend Punkte vorliegen ist die Übereinstimmung als befriedigend zu bezeichnen.

Nb_3Sn -spulen werden in der Regel unterstabilisiert und mit hohen Stromdichten gebaut. Die nichtzylindrischen Spulen haben z.T. ganz ungewöhnliche Geometrien, wie die Sattelspule für MHD Anwendung oder die für Minimum-B-Konfigurationen für Plasmaexperimente gebaute "Baseball" - spulen, deshalb weicht ihre Energiedichte weit ab von E_B .

Man kann ersehen, dass oberhalb 1 MJ die Supraleitenden Energiespeicher ökonomisch günstiger stehen, als die konkurrierenden kapazitiven Speicher.

Im Totalpreis der Anlage müsste allerdings noch die kryogenische Anlage, sowie die Auflade- und Entladevorrichtung einbezogen werden. Beide werden aber mit zunehmender Gesamtenergie und bezogen auf die Energieeinheit billiger, wahrscheinlich in noch grösserem Masse als die supraleitende Spule¹⁵.

Vor gedankenloser Freisextrapolation gegen höhere Energien soll man sich hüten: wie schon erwähnt, wird man bei höheren Energien wegen des kritischen Feldes der Supraleiter zu ungünstigeren Geometrien oder niedrigeren Stromstärken ausweichen müssen. Würde man z.B. die in Fig.7 eingetragene "achievement Boundary" als Regel für j_{tot} nehmen, so würde die inverse Energiedichte sogar leicht ansteigen gegen grosse Energiewerte. Es ist gegenwärtig kein Grund anzunehmen, dass die "achievement Boundary" nicht vorwärts getrieben werden kann und zwar vermutlich bis in den schraffierten Bereich in Fig.7 und Fig. 8.

Aus diesem Kapitel geht hervor, dass die Optimierung der Spulen nicht einfachen Regeln unterworfen ist. Die Brooks-Spule stellt die beste Geometrie dar, wenn das Spulenge - wicht eine Rolle spielt. Die Vermeidung von Streufeldern zwingt aber zu Abweichungen von dieser Geometrie. Kleine Wechselstromverluste und niedriger Supraleiterpreis begünstigen Abweichungen von der Brooks-Spule zu viel kleineren Feldern.

Bei grossen Spulen erfordert das für den Supraleiter zulässige Maximalfeld ebenfalls ein Ausweichen auf kleinere Felder. Die gegenteilige Tendenz, nämlich hohes Feld wird begünstigt durch kleines Gesamtvolumen, kleine Spulenkräfte (billige Konstruktion) und hohe Entladungsgeschwindigkeit.

In jeder praktischen Anwendung sind diese Faktoren gegeneinander abzuwägen. Ein Beispiel einer Optimierung nach Gewicht für ein lufttransportiertes System findet sich bei Lucas et al¹⁹.

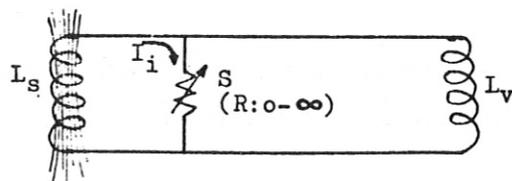
3. ENTLADUNG

Die grundlegenden Probleme, die auftreten vor allem wenn der Verbraucher induktiv ist, sind schon öfters diskutiert worden^{16,20-22}. Wir wollen hier die Probleme rekapitulieren und die Prinzipien darstellen.

Im einfachsten Fall geschieht die Entladung mit Hilfe eines Schalters, wie in Fig. 9 skizziert. Wird in diesem Kreis der Widerstand von L_s und L_v (Speicher und Verbraucher) vernachlässigt, (d.h. wenn die Entladezeit schnell ist verglichen mit der Zeitkonstante $(L_s + L_v) / R_w$), so gilt der Flusserhaltungssatz, nämlich Gesamtfluss am Anfang und Ende der Entladung sind gleich, Gl.(9). Das gibt sofort den Strom I_f nach der Entladung, Gl.(10) und damit die am Schluss im Kreis vorhandene Energie Gl.(11).

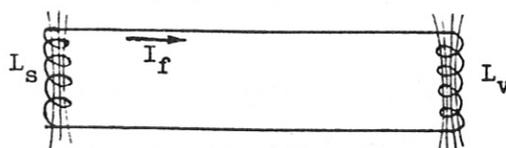
Aus dem Energieerhaltungssatz ergibt sich die während des Entladeprozesses verlorene Energie ΔE nach Gl.(12). Die im Verbraucher zur Verfügung stehende Energie berechnet sich nach Gl.(13).

Man sieht, dass im günstigsten Fall ($L_s = L_v$) ein Viertel der gespeicherten Energie im Verbraucher erscheint, während die Hälfte verloren geht und der Rest im Speicher zurückbleibt. Der Verlust geht in den Schalter. Bemerkenswert ist, dass weder der Widerstand noch die Geschwindigkeit des Widerstandsanstieges im Schalter von Bedeutung ist für den Verlust.



Anfang: Fluss: $\Phi_i = L_S I_i$

$$\text{Energie: } E_i = \frac{1}{2} L_S I_i^2$$



Ende: $\Phi_f = I_f (L_S + L_V) = L_S I_i$ (9)

$$I_f = I_i \left(\frac{L_S}{L_S + L_V} \right) \quad (10)$$

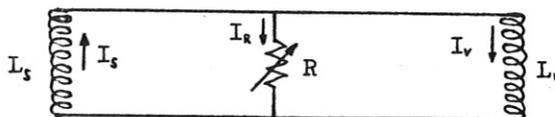
$$E_f = \frac{1}{2} I_f^2 (L_S + L_V) = \frac{1}{2} L_S I_i^2 \left(\frac{L_S}{L_S + L_V} \right) \quad (11)$$

$$\Delta E = \frac{1}{2} L_S I_i^2 \left(\frac{L_V}{L_S + L_V} \right) \quad (12)$$

$$E_V = \frac{1}{2} L_S I_i^2 \frac{L_S L_V}{(L_S + L_V)^2} \quad (13)$$

Fig. 9

Resistive Entladung



Anfangsbed.: $t=0 : I_S = I_R = I_i ; I_V = 0 ; R=0$
 $t>0 : R \neq 0$

$$\text{Kontinuität: } I_R = I_S - I_V \quad (14)$$

$$\text{Spannung: } I_R R = -L_S dI_S/dt = L_V dI_V/dt \quad (15)$$

$$I_R R = -L_S \left(\frac{dI_S}{dt} + \frac{dI_V}{dt} \right) = -L_S \left(\frac{dI_S}{dt} + \frac{R}{L_V} I_R \right) \quad (16)$$

$$I_R (L_V + L_S) \frac{R}{L_V L_S} = - \frac{dI_R}{dt} \quad (17)$$

$$\underline{I_R = I_i e^{-\alpha t}} \quad ; \quad \alpha = (L_V + L_S) \frac{R}{L_V L_S} \quad (18)$$

$$\text{Verlust: } \int_0^{\infty} R I_R^2 dt = R I_i^2 \int_0^{\infty} e^{-2\alpha t} dt = R I_i^2 \left. \frac{1}{2\alpha} e^{-2\alpha t} \right|_0^{\infty} \quad (19)$$

Fig. 10

Resistive Entladung

$$\underline{\Delta E = \frac{1}{2} \left(\frac{L_V}{L_V + L_S} \right) L_S I_i^2}$$

Man sieht das auch, wenn man den Prozess durchrechnet, ohne den Flusserhaltungssatz explizit zu berücksichtigen, aus den Gl.(14) - (19) Fig. 10.

Der Entladeprozess hat seine Parallele im mechanischen Fall: dem unelastischen Stoss zweier Kugeln, wovon die anfänglich bewegte als Energiespeicher, die andere, anfänglich ruhende, als Verbraucher angesehen wird. Siehe Fig.11 .

Der Energieverlust wird vermieden beim elastischen Stoss, indem die Energie vollkommen übertragen werden kann. Während der Übertragung wird die Hälfte der Energie in der elastischen Feder gespeichert.

Äquivalent mit dem elastischen Stoss ist die elektrische Übertragung mittels Kapazität, dargestellt in Fig. 12, in der auch Strom- und Spannungsverlauf skizziert ist.

Der Umstand, dass die Kapazität imstande sein muss, die Hälfte der anfänglichen Speicherenergie aufzunehmen, muss als gewichtiger Nachteil angesehen werden, weil damit die hohe Energiedichte des induktiven Speichers fast bedeutungslos geworden ist. Wenn aber ein induktiver Speicher einen schon existierenden kapazitiven Speicher zwecks Vergrößerung ersetzen soll, so besteht die Möglichkeit, den existierenden Speicher durch induktiven Zusatz zu vervier- oder verfünffachen unter Verwendung von kapazitiver Entladung.²³

Ein übersichtlicher Vergleich der beiden Entladungsmethoden ist in Fig. 13 dargestellt.

Verbesserte Entladevorrichtungen sind eine Herausforderung an den Erfindungsgeist und werden verschiedentlich diskutiert. Simon und Bronner²⁴ schlagen eine Gleichrichterschaltung vor, womit eine kleine Kapazität durch fortwährendes Laden aus dem Speicher und Entladen in den Verbraucher bei entsprechender Frequenz die Vorteile der kapazitiven Entladung beibehält. Für schnelle Entladungen ist der Vorschlag in der gegenwärtigen Form vielleicht nicht so sehr geeignet.

potentiell

kinetisch

$$\frac{1}{2} C U^2$$

$$\frac{1}{2} L I^2$$

mechanisches Äquivalent:

Feder

bewegte Masse

$$\frac{1}{2} c d^2$$

$$\frac{1}{2} m v^2$$

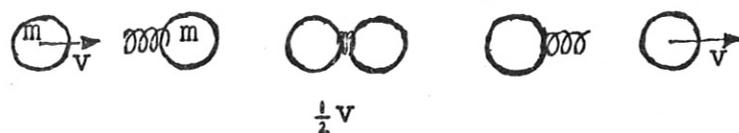
unelastischer Stoss



Impuls: $m_1 v_i = (m_1 + m_2) v_f$

Energie: $\frac{1}{2} m_1 v_i^2 = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) v_f^2 = \frac{1}{2} v_i^2 m_1 \frac{m_1}{(m_1 + m_2)}$

elast. Stoss



$$\frac{1}{2} m v^2$$

$$\frac{1}{4} m v^2 + \frac{1}{2} c d^2$$

$$\frac{1}{2} m v^2$$

Fig. 11

Mechanisches Äquivalent der resistiven und der kapazitiven Übertragung

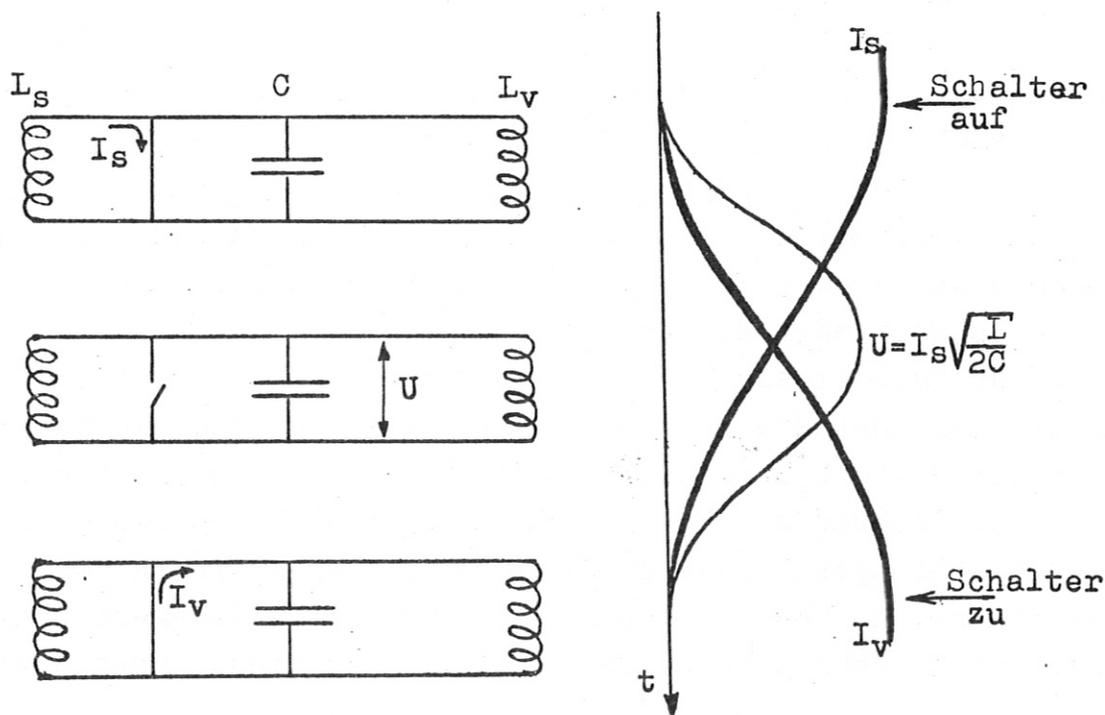


Fig. 12.

Kapazitive Übertragung .

Beim resistiven wie beim kapazitiven Entladevorgang wird der Gesamtfluss in Speicher und Verbraucher konstant gehalten und der Energieüberschuss während der Entladung im Übertrager entweder verbraucht oder vorübergehend gespeichert.

Die Frage mag interessieren, ob sich die Konzeption einer Entladung mit konstanter Energie in Speicher und Verbraucher realisieren lässt (s. Fig. 14).

Der Übertrager müsste dann das Flussdefizit ausgleichen können. Solche Systeme werden von P.F. Smith^{25,26} pioniert. Das Prinzip der einfachsten Version ist in Fig. 15 dargestellt. Sowohl Speicher als Verbraucher sind mittels Hilfsspulen L_1 resp. L_2 induktiv mit einer dritten Hilfsspule L_3 gekoppelt, wobei L_1 und L_2 selbst nicht gekoppelt sind, da sie rechtwinklig zueinander stehen. Die induktive Kopplung kann variiert werden durch Rotation des Spulensystems L_1 L_2 gegen L_3 . Die Ströme in Speicher und Verbraucher sind dann proportional $\cos\varphi$ und $\sin\varphi$ und bei geeigneter Parameterwahl, nämlich $L_s = L_1 = L_2 = L_v$, bleibt die Summe ihrer Quadrate, entsprechend der Gesamtenergie in Speicher und Verbraucher, konstant. Die Analyse zeigt, dass dabei während des ganzen Prozesses die Energie im Übertrager gleich bleibt.

Die Rotation selbst verbraucht keine zusätzliche Energie; man benötigt lediglich die Kraft zum Beschleunigen und Abbremsen der Rotation und diese kann durch kleine variable Induktivitäten in Serie mit L_1 und L_2 der Gesamtenergie entnommen und wieder zurückgegeben werden, wodurch die Rotation mühelos gesteuert werden kann.

Als Nachteil dieses Vorschlages muss gewertet werden, dass L_3 selber imstande sein muss viermal soviel Energie zu speichern als L_s . Hinsichtlich Gesamtgrösse steht man also eher schlechter da als bei der resistiven Übertragung.

Für Anwendungen bei denen Verluste im wesentlichen vermieden werden müssen und bei denen überdies die Entladegeschwindigkeit nicht sehr hoch zu sein braucht mag dieses System von Vorteil sein.

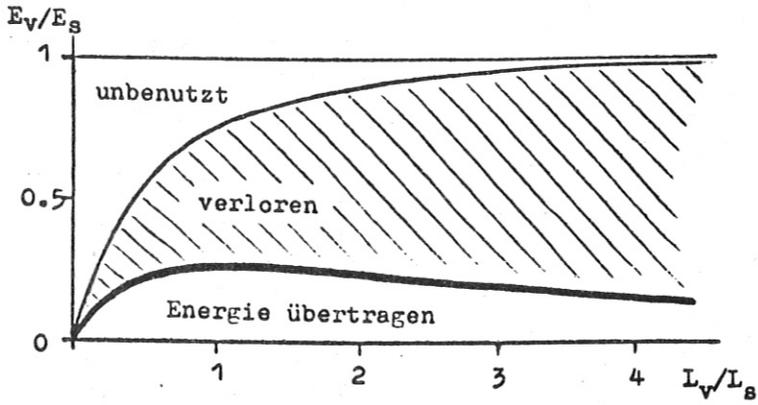
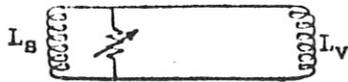
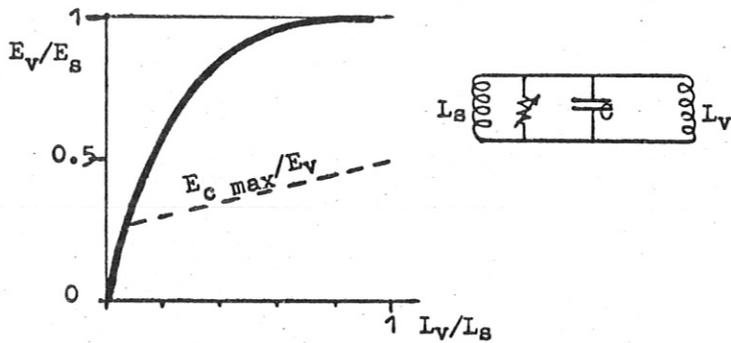


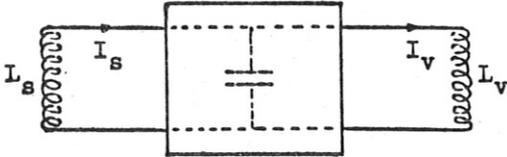
Fig. 13

Vergleich zwischen resistiver und kapazitiver Übertragung. (Ref.20)



Konstanter Fluss :

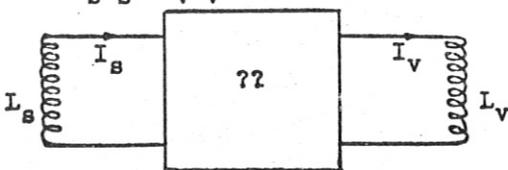
$$I_S L_S + I_V L_V = \text{const.}$$



Speicher für Energieüberschuss

Konstante Energie :

$$I_S^2 L_S + I_V^2 L_V = \text{const}$$



Speicher für Flussdefizit

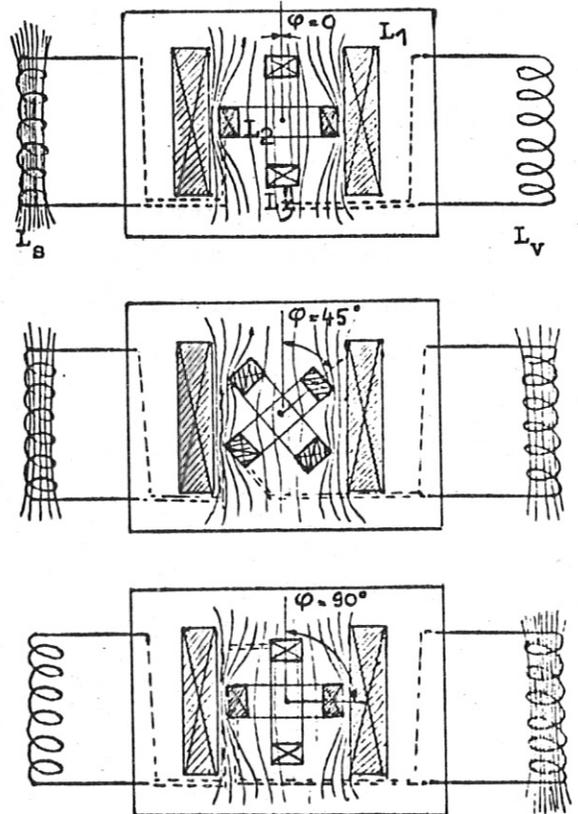


Fig. 14

Verlustlose Übertragung

Fig.15

Induktiv-mechanische Übertragung nach P. F. Smith (Ref. 25, 26)

Smith entwickelte es für die Speisung von Teilchen - beschleunigern mit supraleitenden Magneten. Bei Gesamtenergien von Gigajoules und Repetitionsraten von der Grössenordnung 1Herz ist die Reduktion der Verluste von grosser Bedeutung. Als Energieversorgung würden ohnehin rotierende Maschinen vorgesehen werden.

Smith's System kann deshalb auch als supraleitender gekoppelter Motor und Generator aufgefasst werden.

Um die Grösse zu reduzieren, kann ein kleineres System den Übertragungsprozess mehrmals ausführen, ähnlich wie bei der kapazitiven Entladung²⁷.

Zusammenfassend muss gesagt werden, dass ein Wirkungsgrad $E_V/(E_V + \Delta E) \approx 33\%$ wie er bei der resistiven Entladung auftritt, konkurrieren kann mit Wirkungsgraden anderer Energiewandler, vor allem der in neuerer Zeit betrachteten wie z.B. MHD, oder Brennstoffzellen.

Die zur Erzeugung gepulster Magnetfelder vorgeschlagene und im Vergleich zur induktiven Speicherung wesentlich weiterentwickelte explosive Methode²⁸ erreicht nur etwa 5%, wobei ein Teil der Verluste in irreversiblen Materialveränderungen anfällt .

Da elektrische Energie nicht so teuer ist, wird in manchen Fällen der Verlust kaum ins Gewicht fallen gegenüber den Vorzügen der resistiven Entladung. Man muss aber dafür sorgen, dass die Verluste nicht am falschen Ort anfallen wie z.B. im flüssigen Helium; dies wird im nächsten Abschnitt noch eingehend diskutiert.

4. SPEZIELLE PROBLEME

Schalter

Eine umfangreiche Literatur befasst sich mit Schaltproblemen.²⁹ Hier seien nur einige Probleme des n - s Schalters erwähnt, weil er sich natürlicherweise als Schaltelement mit der supraleitenden Spule verwenden lässt.

Der widerstandslose Zustand erlaubt eine verlustlose Bereithaltung des geladenen Speichers.

Der Dauerbetrieb von supraleitenden Spulen ist heute bereits eine weitverbreitete, wenn auch anspruchslose Anwendung des n - s Schalters.

Uns interessiert die Frage: Wie rasch und wie hoch kann der Widerstand anwachsen ?

Der supraleitende Zustand wird gequenchet durch überschreiten von j_c , H_c oder T_c .

Der ideale Quench ist sehr schnell und präzise, d.h. er führt in der kürzesten Zeit von Null zum vollen Normalwiderstand.

Dies ist am schwierigsten zu erreichen durch heizen bis oberhalb von T_c ³⁰, jedoch bedeutend einfacher durch überschreiten von j_c mit einem Stromstoss. Da aber j_c selten sehr uniform längs des Leiters ist, kann der Übergang unscharf werden, indem Stellen mit kleinerem j_c (oder kleinerem Querschnitt) früher schalten als andere; es besteht sogar die Gefahr des Durchbrennens.

Der Quench durch überschreiten von H_c kann präziser sein, erfordert aber höhere Energien als der Stromquench.

Der rasche Abfall der j_c versus B - Kurve in niedrigen Feldern lässt Quenchfelder von wenigen kG zu.

Anschliessend an den Quench wird der Normalzustand beibehalten durch Überschreiten von T_c . Dies geschieht am praktischsten durch Selbstheizung mittels der Transportstromes oder, falls dieser zu klein ist, durch Fremdheizung.

Die zum Schalten zuzuführende Mindest-Wärmemenge ist gegeben durch

$$Q_{tr}/V_w = \int_{T_b}^{T_c} c \, dT \approx 50 \text{ mJ/cm}^3 \quad (20)$$

dabei ist V_w das supraleitende Material im Schalter und T_b die Betriebstemperatur und c die spezifische Wärme. Die effektiv gebrauchte Wärme ist grösser wegen der Wärmekapazität der übrigen innerhalb des Schaltergehäuses platzierten Materialien wie z.B. Stabilisierungsmetall, Isolation und Kühlmittel. Die Heizleistung im Normalzustand hängt ab vom Wärmefluss durch Gehäuse und Zuleitungen.

Der Schalter wird umso schneller, je kleiner die Schaltenergie, d.h. je kleiner, in Gewicht und Volumen, der Schalter selber wird. Die Schaltgeschwindigkeit hängt dabei wesentlich von der Zeitkonstante des Triggerkreises ab. In experimentellen Schaltern sind beispielsweise Schaltzeiten von 1 μ sec und darunter realisiert worden und zwar sowohl bei Auslösung durch Stromstoss^{31,32} mit Stromdichteanstieg $> 10^{11}$ A/cm²sec, als auch bei Auslösung durch Magnetpuls^{30,33,34}.

Es gibt verschiedene Überlegungen, die die Grösse des Schalters nach unten begrenzen²¹. Man kann zunächst verlangen, dass der Schalter imstande ist, die beim Entladeprozess verlorene Energie zu absorbieren, ohne Schaden zu leiden.

Bedenkt man, dass fast alle Metalle eine Enthalpie von ungefähr 10^3 J/cm³ ziemlich unterhalb des Schmelzpunktes erreichen und dass gemäss Gl.(12) die Hälfte der Speicherenergie dissipiert wird, so erhält man für das Verhältnis Schaltervolumen zu Speicherenergie mindestens $V_w/E_{st} \approx 5 \times 10^{-4}$ cm³/J.

Es ist nicht empfehlenswert, den Entladeverlust bei 4 K abzuführen, weil wegen des niedrigen praktischen Wirkungsgrades der Kühlmaschinen eine Leistungsaufnahme von ca. 400 W pro Watt Kälteleistung bei 4 K nötig ist.

Vielmehr wird angestrebt, die Verlustenergie aus dem Kryogenischen Bereich auszukoppeln und bei Zimmertemperatur, gegebenenfalls bei höherer Temperatur als Nutzenergie, abzuführen (was bei einer Anwendung in einem gepulsten Fusionsreaktor zu erwägen wäre).

Die zunächst einfachste Lösung sieht einen Shuntwiderstand R_{sh} bei Zimmertemperatur parallel zum Schalterwiderstand R_w vor. Das Verhältnis der im Shunt zur im Schalter entwickelten Energie ist dann wie $r = R_w/R_{sh}$.

Die Entladezeitkonstante wird bestimmt durch den Entladewiderstand $R = R_w R_{sh}/(R_w + R_{sh}) = R_w/(r+1)$, und ist

$\tau = 1/\alpha = L/(2R) = (E_{st}/I^2)((r+1)/R_w)$, dabei ist angenommen $L_v = L_{st} = L$, siehe Gl.(18). Mit der Länge l des Supraleiters vom Querschnitt A , spezifischen Normalwiderstand ρ_n und kritischer Stromdichte j_c wird $R_w = \rho_n l/A$ und $I = j_c A$, somit $I^2 R_w \leq \rho_n j_c^2 l \cdot A = \rho_n j_c^2 V_w$ und

$$V_w \geq \frac{E_{st}}{\tau} \frac{(1+r)}{\rho_n j_c^2} \quad (21)$$

In Anbetracht des schlechten Kältemaschinenwirkungsgrades sollte r von der Grössenordnung 10^2 sein. Die untere Grenze für V_w hängt somit von $\rho_n j_c^2$, der Leistungsdichte des Supraleitermaterials ab.

In Fig.16 sind ungefähre Grenzen für NbTi und zwei experimentellen Materialien angegeben. Mit den Werten $r = 100$; $\tau = 10^{-3}$ sec; $\rho_n j_c^2 = 5 \times 10^7$ W/cm³ wird $V_w/E_{st} \approx 2 \times 10^3$ cm³/J also wesentlich grösser als aus Sicherheitsgründen zu verlangen ist.

Das Problem der Realisierbarkeit der im Prinzip möglichen Leistungsdichte im Schaltervolumen stellt sich mit der Forderung nach stabilem Verhalten des Schalters.

Will man die kryogenische Stabilitätsbedingung (s.Fig.16) erfüllen, so kommt man zu Leiterdurchmessern von der Grössenordnung Angström, was offensichtlich absurd wäre.

Die heute erreichbare stabile Leistungsdichte lässt sich abschätzen. Wird bei den grossen Spulen $j_{\text{tot}} \approx 10^4 \text{ A/cm}^2$ und für eigenstabilen Multifilamentleiter mit CuNi matrix $\rho_n \approx 10^{-4} \Omega\text{cm}$ angenommen, so ergibt sich eine Leistungsdichte von 10^4 W/cm^3 .

Damit wird das Schaltervolumen ($V_w/E_{\text{st}} \approx 10\text{cm}^3/\text{J}$) vergleichbar mit dem Volumen der Speicherspule, oder gar grösser als diese.

Es lässt sich nicht sagen, wie gross der Einfluss des Stabilisierungsproblems sein wird bei Schaltern für sehr grosse Spulen. Bis jetzt liegen Erfahrungen vor für Systeme bis etwa 100 kJ und zwar bei Energiespeichern³³ und bei Flusspumpen³⁵ wobei die üblichen Stabilitätsbedingungen stark überschritten werden konnten³⁶.

Die zukünftige Entwicklung wird die Grenzen zeigen.

Das volle Potential des s-n Schalters wird vermutlich erst dann genutzt werden, wenn das Stabilisierungsproblem anders als bisher üblich gelöst wird. Ein ideales Schaltermaterial wäre ohne Zweifel eines mit der stabilisierenden Eigenschaft³⁷ $dj_c/dT > 0$; vielleicht ist eines der neueren Materialien wie z.B. $V_3\text{Ga}$ nützlich in dieser Hinsicht³⁸.

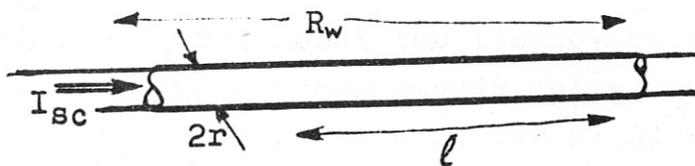
Vor der Diskussion der Wechselstromverluste in der Speicherspule, sollte noch ein Entladeschema erwähnt werden, das unter Umständen die Schalterprobleme vereinfachen kann.^{29 (Girard)}

Es ist bereits betont worden, dass Verluste im Kryostat möglichst zu vermeiden sind. Eine induktive Auskopplung ist schematisch in Fig.17 skizziert.

Die Energiespeicherspule besteht aus supraleitender Primärwicklung und normalleitender Sekundärwicklung bei höherer Temperatur.

Zu Beginn der Entladung wird der Strom von der Primär- in die Sekundärwicklung übertragen, was im Idealfall (Kopplungsfaktor 1) gar keinen Energietransport erforderlich macht. Im praktischen Fall gibt es eine Streuinduktivität zwischen den beiden Wicklungen, die aber klein genug ist, sodass eine kapazitive Übertragung unter Verwendung eines mechanischen Schalters möglich sein kann.

n - s Schalter



$$I_c = j_c \pi r^2 \quad R_w = \rho_n l / \pi r^2$$

$$V_w = l \pi r^2$$

$$R_w I_{sc}^2 = V_w \rho_n j_c^2 \tag{22}$$

	ρ_n [Ωcm]	j_c [A/cm^2]	$\rho_n \cdot j_c^2$ [W/cm^3]
NbTi	$5 \cdot 10^{-5}$	10^6	$5 \cdot 10^7$
porös Glas	$5 \cdot 10^{-3}$	10^5	$5 \cdot 10^7$
NbN (dünner Film)	10^{-3}	10^7	10^{11}

Stabilitätsbedingung:

$$\dot{q}_{crit} = R_w I_{sc}^2 / S = \rho_n j_c^2 r / 2 \approx 1 \text{ W}/\text{cm}^2 \tag{23}$$

Fig. 16

Leistungsdichte des Supraleitenden Schalters .

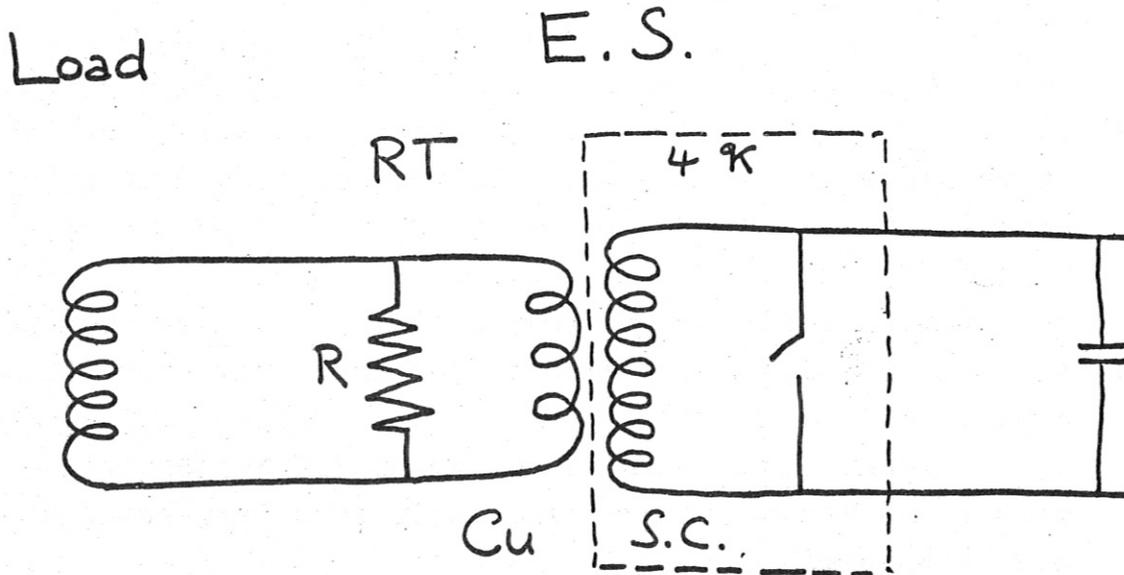


Fig. 17

Übertragung durch Transformer .

Ein anderer Vorteil der induktiven Übertragung ist die Ermöglichung der Stromanpassung zwischen Speicher und Last. Um Verluste in der Kryostatwand zu vermeiden, werden nicht-metallische Kryostaten verwendet ^{19, 58, 29 (Girard)}.

Wechselstromverluste.

Jede Feldänderung führt wegen der Flussbewegung im Supraleiter zu einem Verlust³⁹. Dieser ist proportional zum Leiterdurchmesser und zur Feldänderung. Der Multifilamentleiter⁴⁰ ist wegen des geringen Durchmessers der Filamente günstig für Wechselstromanwendungen. Die metallische Matrix, in die die Filamente eingebettet sind, hebt aber die Vorteile des geringen Filamentdurchmessers z.T. wieder auf, weil die in der Matrix induzierten Wirbelströme ähnliche Verluste zeigen wie im Supraleiter von der Dicke der Matrix. Die Wirbelströme werden reduziert einerseits durch niedrige Leitfähigkeit der Matrix (z.B. Kupronickel) und andererseits durch verdrillen der Filamente um das Eindringen des Magnetfeldes zu erleichtern⁴⁰. Auf diese Weise sind Leiter entwickelt worden, die Feldänderungen bis 10 T/sec verkraften können⁴¹. Fig.18 zeigt, wie mit zunehmender Frequenz der Vorteil der Filamente verschwindet und der Verlust auftritt, der dem Gesamtleiterquerschnitt entspricht.

Für Energiespeicher sind Feldänderungen von etwa 8 T in 10^{-3} sec vorgesehen. Die Anforderungen gehen also weit über die mit konventionellen Multifilamentleitern erreichbaren Leistungen hinaus.

Als Kriterium für akzeptierbare AC Verluste kann man postulieren, dass die Spule während der Entladung supraleitend bleibt.

Man verlangt also, dass an keinem Ort in der Spule die dem momentanen Strom entsprechende kritische Temperatur überschritten wird.

In Abb. 19 ist in einem I - T Diagramm der Betriebspunkt der Spule eingezeichnet. Während der Entladung geht der Strom gegen Null und die Temperatur wächst aufgrund der örtlichen Verluste an, wobei Gebiete mit der grössten Feldänderung sich am stärksten erwärmen. Die Erwärmung kann bei Berücksichtigung der Kühlung genau bestimmt werden; vermutlich ist der Prozess jedoch adiabatisch. Die Gesamtentwicklung wird dann den schraffierten Bereich überschreiten. Das Kriterium verlangt nur, dass die kritische Stromkurve oberhalb dieses Bereiches liegt. (Die kritische Stromkurve hängt ebenfalls vom Feld ab; jede Spulenregion hat ihre kritische Stromkurve entsprechend dem vom Strom erzeugten Eigenfeld. Die niedrigste kritische Stromkurve ist in die Figur eingetragen.)

Zur groben Abschätzung genügt das vereinfachte Kriterium Gl.(24). Wird der Verlust für supraleitende Filamente eingesetzt und mit praktischen Zahlen durchgerechnet, so erhält man die obere Grenze für Filamentdurchmesser.

Das Problem liegt nicht so sehr in der Herstellung von 10μ Filamentleitern - Filamentdicken von 1μ und weniger sind bereits herstellbar - sondern vielmehr in der Entwicklung eines Filamentleiters ohne metallische Matrix. Man approximiert den Leiter gegenwärtig, indem aus isolierten Multifilamentleitern mässigen Durchmessers vielstrangige Kabel oder Litzen gebildet werden^{19,42}.

Es gibt Beispiele experimenteller Arbeiten, die zeigen, dass Feldänderungen bis 50 T/sec , allerdings nur über wenige kG, mit Spulen aus Monofilamentdraht möglich sind⁴³. Multifilamentspulen von 1 kJ gespeicherter Energie erlaubten Lade- und Entladevorgänge bei einer Frequenz von 5 Hz und mit einem Verlust der pro Puls ungefähr $0,3\%$ der gesamten gespeicherten Energie beträgt¹⁹.

Um diesen Verlust zu decken, muss jedoch in den Refrigerator eine Energie gesteckt werden, die um den Faktor von 1,5 grösser ist als die gespeicherte Energie.

Entladegeschwindigkeit.

Die Frage nach der schnellsten Entladegeschwindigkeit eines induktiven Energiespeichers führt wieder in den Bereich der Spulenoptimierungsprobleme. Angenommen, das Schalterproblem sei ideal gelöst und die Last habe verschwindende Induktivität, so begrenzt die Eigenfrequenz der Speicherspule die Entladegeschwindigkeit. Dies ist in Fig.20 demonstriert, indem ein anfangs geschlossener Speicher einfach geöffnet wird. Die Spulenenden werden sich aufladen und die Spule wird zur Antenne, die ihre Energie mit der Eigenfrequenz ausstrahlt.

Man fragt nach kleinsten Werten für die charakteristische Zeit $T = 2\pi\sqrt{L C_L}$, wobei C_L die Eigenkapazität der Spule darstellt. Man könnte C_L zunächst so definieren :

$$\frac{1}{2} C_L U^2 = \iiint \epsilon^2 \, dV$$

wobei U die Spannung über die Spulenwicklung ist, die das Feld ϵ in der Umgebung und im Inneren der Spule erzeugt. Aus Gründen der Anschaulichkeit empfiehlt es sich, drei Beiträge zu identifizieren: $C_L = C_{\text{int}} + C_{\text{wand}} + C_{\text{end}}$

C_{int} rührt vom Feld im Inneren der Spulenwicklung her, C_{end} vom Feld zwischen den Enden der Spule (ähnlich wie das Feld zwischen zwei geladenen Kugeln) und C_{wand} vom Feld zwischen Spule und geerdeten Wänden, die die Spule umgeben.

Es ist sofort ersichtlich, dass mehrlagige Spulen ein grosses C_{int} haben, weil die Spannung zwischen benachbarten Lagen gross und ihr Abstand klein ist. Es sind daher einlagige Spulen vorzuziehen.

Bei kurzen Spulen ist C_{end} dominierend, bei sehr langen C_{wand} . Die Berechnung von C_L ist ungleich schwerer als die von L ; da es sich um ein dynamisches Problem handelt ist die obengegebene Definition von C_L lediglich eine Annäherung, die die komplizierte, sich mit der Zeit ändernde Spannungsverteilung während des Schwingungsvorganges ausser Acht lässt⁴⁴.

Die Dynamik der Entladung kann erfasst werden, indem man die sich von den Spulenenenden ausbreitende Störung als Wanderwelle betrachtet, die sich ungefähr mit Lichtgeschwindigkeit c entlang des Drahtes ausbreitet⁴⁵.

Die Wellenlänge der stehenden Welle wird somit $\lambda = 2 f \ell$, wobei ℓ die gesamte Drahtlänge der (einlagigen) Spule ist und f ein Faktor, der die Abweichung von der Lichtgeschwindigkeit gibt. Damit wird $T = 2\pi \sqrt{L C_L} = 2 f \ell / c$.

Genauere Berechnung ergibt $f > 1$ für kurze Spulen und $f < 1$ für sehr lange⁴⁶.

Aus diesen Überlegungen ergibt sich die Grössenordnung der Entladezeit. Für eine Entladezeit von $\sim 1 \mu\text{sec}$ darf eine Drahtlänge von 300 m verwendet werden; 100 nsec würde mit nur 30 m einer Drahtlänge entsprechen, womit man schon keine sehr grosse Spule mehr bauen kann, auch wenn man enormen Spulenstrom vorsieht.

Für eine Bitter-Spulengeometrie ist C_{int} berechnet (Berechnung nach obiger Definition; ein linearer Spannungsabfall entlang der Spule ist angenommen). Siehe Fig. 21.

Praktisch ist es günstiger, mit einem flachen Leiter wie z.B. Nb_3Sn - Band, oder flachgeflochtenen Kabel, Flachspulen (Pancakes) zu wickeln, die paarweise innen und aussen verbunden sind. Dabei wird C_{int} nur unwesentlich grösser als bei der Bitter-Spule, während die externen Beiträge, C_{end} und C_{wand} unverändert sind*.

*) Für C_{int} einer Pancake-Spule wie in Fig.21, mit Zwischenraum g zwischen Bandlagen und Windungszahl n pro Pancake, multipliziert sich das Resultat von Gl.(26) mit $\{4/3 + (pw)/(dgn)\}$; L in (27) multipliziert sich mit n^2 .

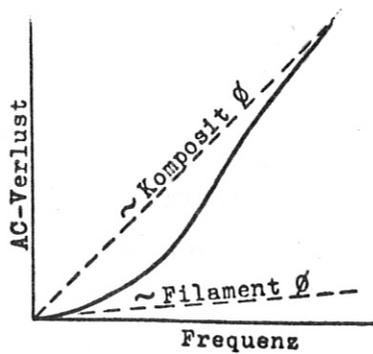
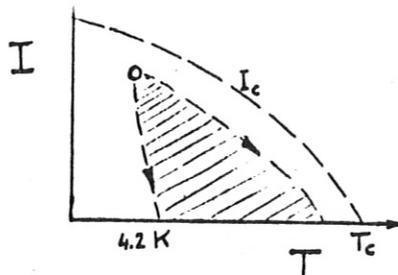


Fig. 18
Frequenzabhängigkeit der Wechselstromverluste (Ref.40).



vereinfachtes Kriterium :

$$Q_{ac} \approx \int_{T_0}^{T_c} c \, dT \quad [J/cm^3] \quad (24)$$

$$Q_{ac} \Big|_0^H \approx 5 \times 10^{-9} d j_c H \quad (25)$$

($H=70\text{kG}$; $j_c=10^5\text{A/cm}^2$; $\int_4^{10\text{k}} c \, dT \approx 50\text{mJ/cm}^3$)

$$\rightarrow d \approx 14 \mu$$

Fig. 19
Kriterium für zulässige AC-Verluste

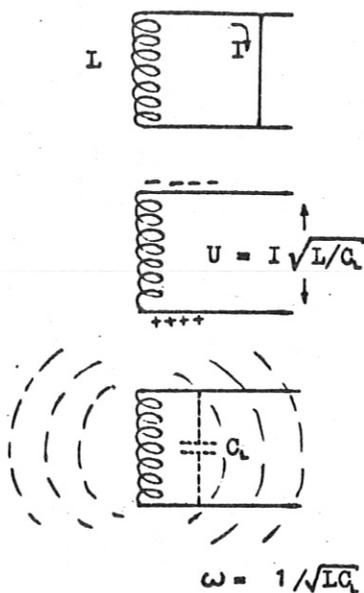
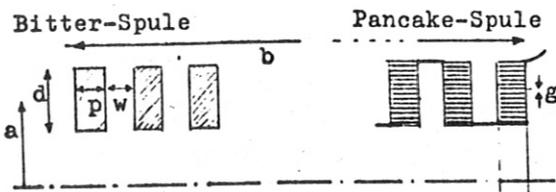


Fig. 20
Spulenkapazität und Entladegeschwindigkeit.



$$C_{int} = \epsilon \cdot 2\pi \frac{ad}{b} \left(\frac{p+w}{w} \right) \quad (26)$$

$$\sqrt{LC}_{int} = \frac{1}{c} \left(\frac{E}{E_B} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{\pi} \xi^{\dagger} \gamma^{\dagger} \left(\frac{p+w}{w} \right)^{\dagger} \right) \quad (27)$$

Fig. 21
Interne Kapazität für Bitter-Spule ($C_{int} \rightarrow C_L$ für lange Spule mit $d \gg w$ in weitem Abstand von geerdeten Wänden).

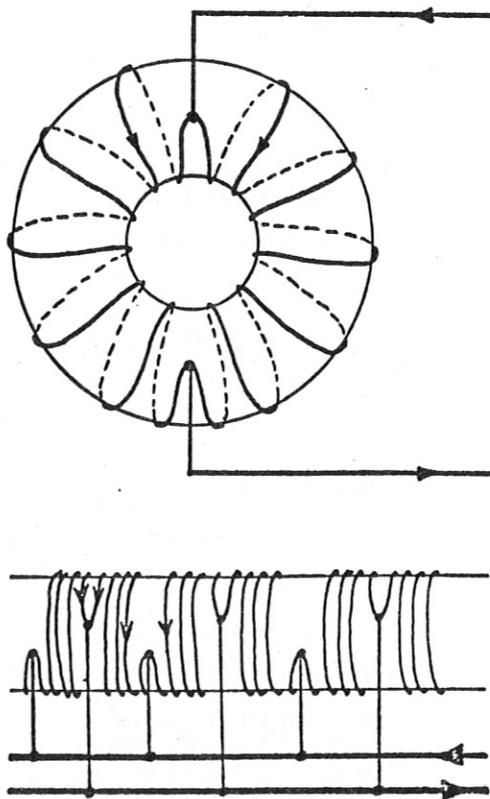


Fig. 22
Parallel-Schaltung zur Vermeidung hoher elektrischer Felder.

Eine Überlegung ist die Beschränkung der Entladegeschwindigkeit durch die Technik. Die Grenze der Leistung ist gegeben durch $I \cdot U$ (Spulenstrom x Spulenspannung).

Die Beschränkung liegt einerseits in der zulässigen Höchstspannung³⁴, die bei $\sim 10^5$ V liegen mag; dem Problem der Hochspannungsisolierung bei tiefen Temperaturen ist bisher nur wenig Aufmerksamkeit gewidmet worden, was sich aber durch die Entwicklung von Übertragungskabeln bald bessern wird.

Andererseits liegt die Beschränkung im Schalter; hier ist $I \cdot U = V_w j_c^2 \rho_n$, (vgl. letzten Abschnitt).

Um beim Torus C_{end} (und damit auch die Spulenspannung und Isolierprobleme) klein zu halten, muss eine spezielle Wicklungsgeometrie berücksichtigt werden, die in Abb. 22 skizziert ist. Dies führt zu enormen Strömen.

Aufladung

Die Tendenz zu hohen Strömen insbesondere bei rascher Entladung ist evident. Die Parallelschaltung, in Abb 22, zeigt, dass gegebenenfalls auch für die Aufladung sehr hohe Ströme gebraucht werden, wenn nicht durch geeignete Schalter die Aufladung in Serien und die Entladung in Parallelschaltung erfolgt⁴⁷.

Die Einführung hoher Ströme von Zimmer- auf Supraleittemperatur ist gut entwickelt, und Helium - Verluste von 10^{-3} W/A sind erreichbar⁴⁸. Bei Strömen über 10^5 A dürften jedoch Schwierigkeiten auftreten. Hier drängt sich die Flusspumpe als Lösung auf. Das Beispiel einer rotierenden Flusspumpe ist in Abb. 23 dargestellt. Dieser Typ ist bis jetzt nicht genügend entwickelt in Bezug auf hohe Leistung und akzeptablen Wirkungsgrad⁴⁹. Der andere Flusspumpentyp, nach dem Prinzip des Transformer-Gleichrichters hat zwar einen sehr hohen Wirkungsgrad^{35,50} erreicht ($\sim 96\%$), ist aber vor allem für sehr hohe Ströme ebenfalls ungenügend entwickelt.

Die gegenwärtig stark vorangetriebene Entwicklung von supra-
leitenden Motoren und Generatoren vermag wohl bald zur
Lösung solcher Aufgaben beitragen.

5. ANWENDUNGEN

Schon die Studien über induktive Energiespeicher vor der
Entdeckung und Entwicklung der Hochfeldsupraleitung sahen
vor, dass normalleitende Spulen in kurzer Zeit aus einer
anderen Energiequelle zu laden, um sie sofort in noch kürz-
erer Zeit zu entladen⁵¹. Somit sind normalleitende Spulen
nützlich, um eine Erhöhung der Leistungsdichte von z.B.
rotierenden Maschinen zu erzielen, was kürzlich in einem
Projekt für einen 20 MJ Speicher im Zusammenhang mit dem
Canberra Homopolargenerator proponiert wurde⁵².

Die Fortschritte in der Supraleitung haben Anlass gegeben
zu Studien, aus denen sich erfolgversprechende experimentelle
Realisierungen ergaben. Hervorzuheben sind die Arbeiten von
Solé in Frankreich⁵³, die stimuliert wurden durch Anwendungen
in Fusionsexperimenten, und von Stekly und Mitarbeitern⁵⁴
in USA, gezielt auf Energieversorgung für Laser.
Die Grösse dieser Experimente ist ungefähr ≈ 100 kJ mit
Entladezeiten von Millisekunden.

Auch anderswo sind Versuche ähnlicher Grösse im Gange, die
auf Laserversorgung⁵⁵ oder Plasmaexperimente⁵⁶ ausgerichtet
sind.

Das derzeit grösste Projekt ist in Los Alamos im Gange für
ein sog. θ - Pinch Experiment, das zu einem gepulsten
Fusionsreaktor führen könnte⁵⁷. Das Prinzip ist aus Abb.24
ersichtlich: Das Plasma wird erzeugt und geheizt durch einen
sehr schnellen Puls aus einem kapazitiven Speicher der an-
schliessende langsamere Puls aus einem induktiven Speicher dient
der Kompression, um die für Fusion nötige Dichte und
Temperatur zu erreichen.



Fig. 23
 Beispiel einer rotierenden
 Flusspumpe für 12 kA (Ref.49)

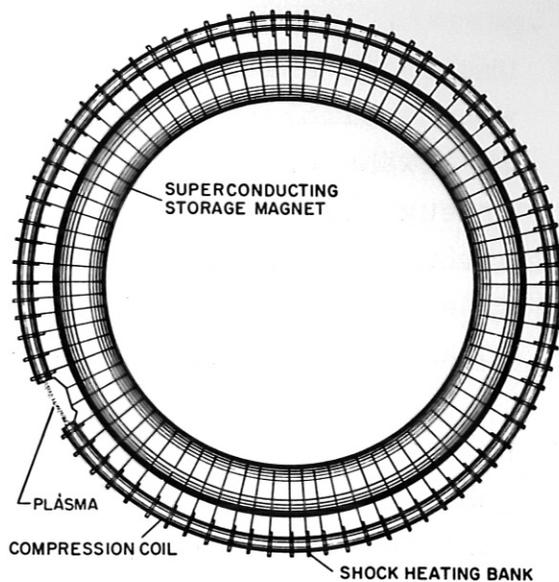


Fig. 25
 Die projektierte
 toroidale Anlage
 mit 27 m Aussen-
 durchmesser.

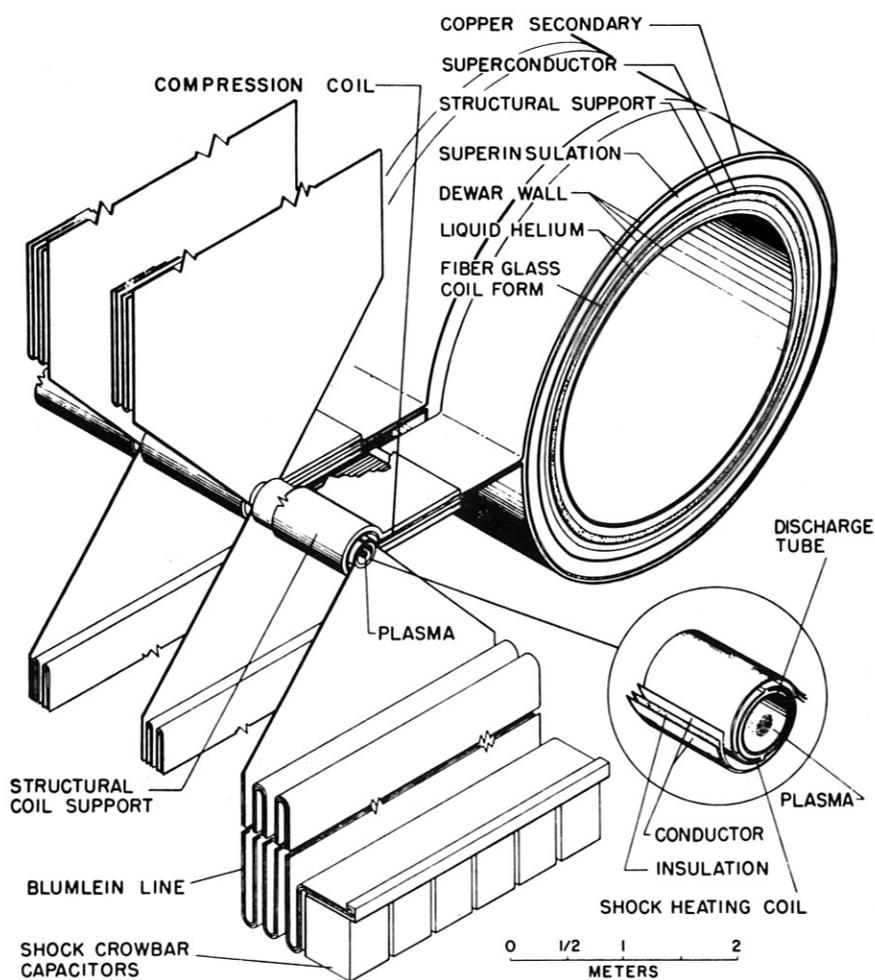


Fig. 24
 Schema des θ -Pinch
 mit induktivem
 Energiespeicher
 (Fig.24/25: Ref.57)

Nach verschiedenen Vorversuchen ist nun ein 0,3 MJ Modell im Bau. Die Konzeption der fertigen Anlage sieht eine Grössenordnung von 10^3 MJ vor.

Unter den andern diskutierten Anwendungen ist die Verformung von Metallblechen durch induktive Pulse (magnetischer Hammer) zu erwähnen. Das Prinzip ist folgendes: Ein Stromstoss erzeugt in einem der Spule gegenüberliegenden Blech Wirbelströme, die zu einer Deformierung des Bleches führen. Eine Vorstudie zu einem 100 MJ Projekt führte zum Bau eines 10 kJ, 20 kA - Speichers, der bis 8000 A funktionierte⁵⁸.

Zu den allergrössten zur Diskussion stehenden Projekten gehören die bereits erwähnte Energieversorgung für supra - leitende Beschleuniger (ca. 1000 MJ) und Anwendungen in der Elektrizitätsversorgung⁵⁹ zur Überbrückung von Belastungsspitzen (Peakshaving).

Aus Experimenten zu solchen und ähnlichen Studien erhofft man sich die Entwicklung der beschriebenen Probleme.

6 SCHLUSSBEMERKUNGEN

Supraleitende induktive Energiespeicherung ist ökonomisch, wenn eine Grösse von 1-10 MJ überschritten wird und gleichzeitig Entladezeiten von weniger als 1-0,1 sec erwünscht sind. Die Konstruktion der Speicherspule kann nach verschiedenen Gesichtspunkten optimiert werden; im allgemeinen wird das Wicklungsvolumen pro Energieeinheit proportional $E^{-2/5} j_{tot}^{-6/5}$, was beim heutigen Stand der Technik bis etwa $E \approx 10^2$ MJ gilt. Bei der Entladung in induktive Lasten entstehen Verluste aus fundamentalen Gründen, die einen Gesamtwirkungsgrad von < 33% erwarten lassen; Anstrengungen, diese Verluste zu reduzieren zwingen zur Aufgabe von anderen Vorteilen der induktiven Energiespeicherung.

Unter den speziellen Problemen wurde der n-s Schalter diskutiert, dessen konventionelle Stabilisierung ein viel zu grosses Schaltervolumen benötigt.

Sofern Stabilisierung wichtig ist, was bei grossen Systemen anzunehmen ist, so bedarf es neuer Methoden der Stabilisierung.

Die Reduktion der AC-Verluste verlangt neuartige Leiter mit Filamenten von $\approx 10 \mu$ Durchmesser in isolierender Matrix.

Die Entladegeschwindigkeit wird im Bereich der Mikrosekunden eine prinzipielle Grenze finden, sofern Isolierung und Schalter nicht langsamere Entladung fordern.

Die hohen Spulenströme machen eine Aufladung durch noch zu entwickelnde Flusspumpen begehrenswert.

Unter den Anwendungen treten gegenwärtig vor allem die Pinchexperimente der Plasmaphysik und die Energieversorgung für Laser hervor.

Die besprochenen Probleme sind überwiegend solche der angewandten Physik. Deshalb muss eine bestimmte Anwendung der Energiespeicherung genau ins Auge gefasst werden, bevor ein Forschungs- und Entwicklungsprogramm konzipiert werden kann, das sich nicht in der Vielzahl der Probleme verliert.

Die Probleme sind faszinierend und herausfordernd :

Es braucht Erfindergeist, um Entladung und Ladung, sowie Schalter zu verbessern. Es geht um die Entwicklung von grossen Spulen, von Leitern geringer AC-Verluste und von Flusspumpen hohen Wirkungsgrades.

Nötig sind auch verbesserte Optimierungen für Spulenform und Entladekreis. Dies sind Aufgaben, die einer Grossforschungsanlage **angemessen sind** .

REFERENZEN und FUSSNOTEN

1. R. Carruthers in High Magnetic Fields, ed. H. Kolm, B. Lax, F. Bitter, R. Mills, (MIT Press, Wiley, New York, 1961) S. 307 - 318
2. C. J. Lynch, Science and Technology, Oct. 1967, 36
3. J. C. Laurence, Cryogenic Engineering, Proc. First Cryog. Eng. Conf., Kyoto 1967 (Heywood-Temple, London), S. 94-97
H. C. Schindler, Cryogenics 10, 58 (1970)
4. F. W. Grover, Inductance Calculations, Dover, New York 1962
5. V. G. Welsby, The Theory and Design of Inductance Coils, MacDonald, London, 1960
6. R. Rüdtenberg, Elektrische Schaltvorgänge, Springer, Berlin, 1953
7. H. Hertwig, Induktivitäten, Verlag f. Radio-Photo-Kinotechnik, Berlin, 1954
8. Siehe Ref. 4, S. 97 ff. und Referenzen dort.
9. J. Favereau, Französisches Patent No. 1.516.849 (16. 12. 1968) erwähnt in: A. Malandin, Brown Boveri Mitt. 1-71, 34 (1971) und in Ref. 33
10. Kräfte in Solenoid-Spulen: D. Melville, P. G. Mattocks, J. Phys. 1 Appl. Phys. 5, 1745 (1972)
11. Kräfte in toroidalen Spulen: R. Pöhlchen, Ch. Ludescher, Proc. 7th Symp. Fusion Technology, Grenoble, Oct. 1972, S. 323
12. A. Knobloch, K. H. Schmitter, S. L. Wipf, ETZ, A 92, 265 (1971)
13. M. S. Lubell, W. F. Gauster, K. R. Efferson, A. P. Fraas, H. M. Long, J. N. Luton, C. E. Parker, D. Steiner, W. C. T. Stoddart, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (IAEA, Vienna, 1971) Vol. III, S. 433
14. J. Solé, Rev. Gén. Electr., 76, 1489 (1967)
15. J. Solé, Rapport CEA-R 3243 (1967)
16. J. Solé, " CEA-R 3515 (1968)
17. M. S. Lubell, Cryogenics 12, 340 (1972)
18. Z. J. J. Stekly, J. Appl. Phys. 42, 65 (1971)
19. E. J. Lucas, W. F. B. Punchard, R. J. Thome, R. L. Verga and J. M. Turner, ASC 1972,* 102
20. R. Carruthers, Proc. I.E.E. 106, Part A Supplement No. 2, 166 (1972)
21. R. R. Hake, Los Alamos Report LA-4617-MS (1971)
22. B. Oswald, Proc. 3rd Symp. Engineering Problems in Thermonucl. Research, München 1964, S. 324

*) Siehe Fussnote übernächste Seite

23. Siehe z.B.: J. Salge, U. Braunsberger, loc. cit.(Ref.11), S.441
oder: Ref. 12, Fig. 9 zeigt sog. Power-Crowbar; dessen induktive
Elemente können supraleitend sein und ebenfalls aufgeladen
werden.
24. E. D. Simon, G. Bronner, Princeton PPL Report MATT-264 (1964);
IEEE Trans. NS-14, 33 (1967) ; MATT-741 (1970)(beschreibt
experimentelle 1 MJ Anlage)
25. P. F. Smith, Proc. 2nd Int. Magnet Technology Conf., Oxford,
(1967), S. 589 ; BNL (1968)* S. 1002
26. P. F. Smith, J. D. Lewin, Particle Accelerators 1, 155 (1970)
27. P. F. Smith, VIIIth Int. Conf. High Energy Accelerators
CERN, Sept. 1971 . Proceedings S. 213 - 217
28. Diese Methode wurde entwickelt zur Erzeugung sehr hoher Magnet-
felder. Zusammenfassende Übersichten (die auch viele Probleme
des hier behandelten Stoffes berühren) sind:
D. Schneider, J. Salge, Z. Angew.Phys.31, 346 (1971)
H. Knoepfel: Pulsed High Magnetic Fields, North Holland,
Amsterdam, 1970
Siehe auch: J. C. Crawford, R. A. Damerow, J. Appl. Phys. 39,
5224 (1968)
Über Anwendungen in der Fusionsforschung: M. Cowan, E.C. Cnare,
paper DI-7; R.A. Damerow, J.C.Crawford, D.B.Thomson,
R.S. Caird, K.J. Ewing, W.B. Garn, C.M. Fowler, paper DI-8
beide in : Proc. Symp. Engin. Probl. Fusion Research,
8-11 April 1969, Los Alamos
29. D. L. Smart, loc. cit.(Ref. 20), 107
J. N. DiMarco, L. C. Burkhardt, J. Appl. Phys. 41, 3894 (1970)
E. K. Inall, Nature, Phys. Science, 231, 111 (1971)
K. K. Neumann, J. Salge, R. Brilka, T. Redeker, Z. Angew. Phys.
28, 65 (1969)
Yu. A. Anan'ev, V. M. Irtuganov, V. P. Kalinin, V. V. Sergeev,
Soviet Physics- Technical Physics, 16, 283 (1971)
V. V. Andrianov et al., Soviet Physics- Doklady, 16, 38 (1971)
B. Girard, M. Sauzade, Low Temp. and El.Power, op. cit., 419
30. D. L. Ameen, P.R. Wiederhold, Rev. Sci. Instr. 35, 733 (1964)
30. G. Prost, J. Solé, Rapport CEA-R 3255 (1967)
31. H. L. Laquer, F. L. Ribe, D. M. Weldon, 1971 Intersociety
Energy Conversion Conf. Proc. P. 38,(SAE), S.1089-1095
32. H. L. Laquer, D. B. Montgomery, D. M. Weldon, Proc. 13th Int.
Congress Refrig., Washington D.C. 1971 .

*) Siehe Fussnote nächste Seite

33. J. Solé, B.I.S.T.(Comm. Energie Atomique) No. 159, 37 (1971)
34. J. Solé, Entropie, No.39 (Mai-Juin 1971), S. 21-29
35. T. A. Buchhold, Cryogenics 4, 212 (1964) ; und in Pure and Applied Cryogenics (Pergamon Press, 1966) Vol.6, S.529
 Siehe auch das Stabilitätsargument für Flusspumpen: S.L.Wipf, Cryogenic Engineering, Proc. 1st ICEC (Heywood Temple), S.137
36. Private Mitteilung: T. A. Buchhold (1967); J. Solé (1972)
37. S. L. Wipf, Elektrotech. Časopis (Bratislava), 21, 314 (1970)
38. J. H. P. Watson, Proc. 4th Int. Cryog. Eng.Conf., Eindhoven, Mai 1972 , S. 344
39. S. L. Wipf, BNL (1968)* 511
 R. Hancox, Proc. I.E.E., 113, 1221 (1966)
 F. Irie, K. Yamafuji, IIF, Low Temperatures and Electric Power, (Pergamon Press, 1970), S. 411
40. Rutherford Group, J. Phys. D. 3, 1517 (1970); (unsere Fig. 18 befindet sich auf S.1575)
 R. A. Popley, D. J. Sambrook, C. R. Walters, M. N. Wilson, loc. cit. (Ref.38), 165
41. A. D. McInturff, ASC(1972)*, 395
 M. N. Wilson, ASC(1972)*, 385
 W. Gilbert, F. Voelker, R. Acker, J. Kaugerts, ASC(1972) , 486
42. H. L. Laquer, J.D.G. Lindsay, E.M. Little, D. M. Weldon, ASC(1972)*, 98
43. T. R. Haller, ASC(1972)*, 457
44. J. Hak, Eisenlose Drosselspulen, Köhler, Leipzig, 1938
45. R. Rüdénberg, Elektrische Wanderwellen, Springer, Berlin, 1962
46. Messungen und einfache Theorie von f in kurzen und langen Spulen, (hauptsächlich C_{end}) bei: P. Drude, Ann.Phys. 9, 293 (1902) ;
 Bessere Theorie : W. Lenz, Ann. Phys. 37, 923 (1912) ;
 zusätzl. Messungen : W. Geiss, Ann. Phys. 64, 377 (1921) ;
 Wenn C_{wand} dominiert, wird $f \approx 1$, siehe : R. Rüdénberg, J. Appl. Phys. 12, 219 (1941)
47. W. Koch, 4th Symp. on Engineering Problems in Thermonucl. Res. Frascati, 1966. (auch: BMWF-FB K67-35)
48. K. R. Efferson, Rev. Sci. Instr., 38, 1776 (1967) ;
 Kurze Übersicht bei: C. D. Henning, BNL(1968)* , 304
49. S. L. Wipf, BNL(1968)*, 632
50. R. L. Rhodenizer, BNL(1968)* , 654

*) Abkürzung: ASC 1972: Proc. Appl. Superconductivity Conf. Mai 1-3 Annapolis, Md. (IEEE Pub. No. 72CH0682-5-TABSC)
 BNL(1968) : Proc. 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators, Brookhaven Natl. Lab., June 10 - July 19 BNL 50155 (C-55)

- P. Genevey, Thèse, Université de Paris (1969) ; siehe auch Refs. 14 und 34
51. R. C. Walker, H. C. Early, Rev. Sci. Instr. 29, 1020 (1958)
Kryogenische Spule: V. Arp, Proc. Int. Symp. Magnet Technology, Stanford, 1965 (ed. Brechna, Gordon), S. 625
52. E. K. Inall, J. Phys. E, Sci. Instr., 5, 679 (1972)
53. Siehe Refs. 14 - 16, 30, 33 und 34
54. Z. J. J. Stekly, AVCO Report AMP-102 (1963);
E. J. Lucas, Z.J.J. Stekly, A. Foldes, R.D. Milton, IEEE Trans. MAG-3, 280 (1966) ; (siehe auch Ref. 19)
55. P. R. Wiederhold, D. L. Ameen, Electronics, 37 No.11, 75 (1964)
A.I. Bertinov, V. G. Manuilov, O.M. Mironov, Soviet Physics-Techn. Phys. 16, 1136 (1972) ; Siehe auch Ref29, Ananov .
56. N. V. Belan, N. A. Mashtylev, B. I. Panachevnyi, Soviet Physics-Techn. Phys. 16, 200-204 und 433-435 (1971)
57. F. L. Ribe, Los Alamos Report, LA-DC-12446 ; siehe auch Ref. 31
58. D. E. Spiel, R. W. Boom, Low Temperatures and Electric Power (Pergamon Press, 1970), 433
59. M. Ferrier, ibid. 425
Siehe auch die Arbeiten vom Laboratoire Marcoussis mit dem bisher grössten Energiespeicher von 600 kJ :
P. Dubois, S. Casacci, J. Goyer, P. Burnier, Congrès de Nice de la Société Française des Electriciens, Sept.29-Okt.3, 1971.
J. P. Krebs, E. Santamaria, J. Maldy, loc. cit. (Ref.38) S. 172 - 176

Vermerk nach Abschluss des Manuskriptes:

Die Abbildungen zu diesem Vortrag wurden im Sommer 1972 H. Brechna zur Verfügung gestellt; dadurch sind die Fig. 7, 8 und 13 veröffentlicht in: H. Brechna, F. Arendt und W. Heinz, "Superconducting Magnetic Energy Storage Systems", Proc. 4th Internatl. Conf. Magnet Technology, Brookhaven Natl. Lab., Sept.1972. Diese Arbeit enthält wertvolles Material speziell über Optimierung verschiedener Spulenformen.