

# ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Genova

---

INFN/TC-92/06  
20 Marzo 1992

P. Fabbriatore, R. Musenich, R. Parodi:

**PROBLEMI CONNESSI ALLE MISURE DI CORRENTE CRITICA DI  
CONDUTTORI AD ALTA CORRENTE (ATTIVITÀ SVOLTA NELL'AMBITO  
DEL PROGETTO SPECIALE SUPERCONDUTTIVITÀ)**

**PROBLEMI CONNESSI ALLE MISURE DI CORRENTE CRITICA DI  
CONDUTTORI AD ALTA CORRENTE (ATTIVITÀ SVOLTA NELL'AMBITO  
DEL PROGETTO SPECIALE SUPERCONDUTTIVITÀ)**

**P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi**  
**Istituto Nazionale di Fisica Nucleare Sezione di GENOVA**  
**via Dodecaneso 33, 16146 Genova**

**ABSTRACT**

In the paper the main results of a research on the critical current, quench current, critical magnetic field of superconducting cables for high field dipole magnets are shown. The definition of the critical parameters takes into account the detail of the transition (effect of the  $n$ -value) and the effect of the field inhomogeneity at the cable. A criterion to calculate the maximum current of dipole magnets is also given. Furthermore a method developed to perform critical current measurements up to 60 KA is described: the current is fed in the cable inductively using the background magnet as primary winding of a transformer having the cable as secondary winding.

**1.-INTRODUZIONE**

L'attività del gruppo V della sezione di Genova sui problemi legati alle misure di corrente critica, svolta nell'ambito del progetto speciale superconduttività, ha riguardato principalmente lo studio dell'effetto dell'autocampo sulla corrente critica di cavi superconduttori, la relazione tra corrente critica e corrente massima di un cavo (corrente di quench) e lo sviluppo di un metodo induttivo per la misura di correnti critiche superiori a 10000 A (fino a 60000 A). Uno dei problemi fondamentali nelle misure di corrente critica di cavi superconduttori è la definizione del campo magnetico sul cavo durante la transizione che deve tener conto oltre che del campo

magnetico esterno anche del campo generato dalla corrente circolante nel cavo (autocampo); questo problema è più evidente in cavi per alta corrente (migliaia o decine di migliaia di ampere) quali quelli utilizzati in fisica delle alte energie. L'autocampo produce una disomogeneità del campo magnetico sul cavo che può avere valori di picco dell'ordine di  $\pm 300-400$  Gauss/KA dipendenti dalla geometria del cavo e dell'apparato di misura. È quindi evidente che trascurare l'autocampo vuol dire introdurre un errore sistematico (dell'ordine del 5-10 %) ed impedire un confronto coerente tra misure effettuate in laboratori diversi (che utilizzino apparati con geometrie differenti). Generalmente il campo critico viene calcolato come somma del campo applicato e dell'autocampo massimo sul conduttore, ma questo metodo, pur essendo confortato dagli esperimenti, non ha un'adeguata base teorica, poiché non tiene conto della disomogeneità del campo magnetico sul conduttore né del dettaglio della transizione. Per superare queste difficoltà si è quindi proceduto ad uno studio dettagliato degli effetti dell'autocampo che ha portato alla definizione di "campo magnetico critico efficace"<sup>(1)</sup>. Conseguentemente si è proceduto ad uno studio della relazione tra la corrente critica di un cavo e la corrente massima che può circolare nel cavo stesso od in un magnete avvolto utilizzando il cavo in esame<sup>(2,3)</sup>. I risultati ottenuti sono stati confrontati con misure eseguite sui cavi dei dipoli di deflessione dell'acceleratore HERA<sup>(1,4)</sup>. Sono state inoltre eseguite misure di corrente critica su prototipi dei cavi per i dipoli di LHC<sup>(5)</sup>. Poiché sotto i 7 Tesla, a 4.2 K, la corrente critica di questi cavi è maggiore di 10 KA, cioè della massima corrente fornita dal nostro alimentatore, è stato sviluppato un metodo induttivo che sfrutta il magnete per alimentare i cavi<sup>(6)</sup>. Il conduttore viene saldato su un anello di rame e chiuso su se stesso tramite una giunzione a bassa resistenza (circa  $5 \cdot 10^{-10} \Omega$ ), diventando così il secondario di un trasformatore di cui il magnete è il primario: variazioni di 10 Gauss del campo del magnete inducono una variazione di circa 1000 A della corrente del cavo. Alcuni prototipi di cavi per i dipoli di LHC sono stati così caratterizzati per valori del campo magnetico esterno compresi tra 0 e 8 tesla (con valori di corrente critica tra 7 e 60 KA).

Nei paragrafi successivi, dopo una breve nota introduttiva sulla definizione di corrente critica, sono riassunti i principali risultati ottenuti in questi anni presso la sezione di Genova.

## 2.-LA CORRENTE CRITICA

La transizione di un cavo superconduttore è un processo che, all'aumentare della corrente, avviene con aumento graduale della resistività fino ad un certo valore di corrente per cui si ha il passaggio improvviso allo stato normale (quench); tale valore di corrente dipende dallo scambio termico con il refrigerante, dal rapporto matrice(rame)/superconduttore e da fenomeni irreversibili (micromovimenti del cavo) e non può quindi essere considerato un parametro caratteristico del cavo.

Per evitare i problemi menzionati, sfruttando il fatto che la prima parte della transizione é graduale, si definisce la corrente critica  $I_c$  di un cavo in base ad un criterio di resistività : é generalmente accettato come valore di resistività critica  $\rho_c = 10^{-14} \Omega \text{ m}$ . La resistività di un cavo superconduttore in funzione della corrente é governata da una legge esponenziale<sup>(7)</sup>:

$$\rho = \rho_c \left( \frac{I}{I_c} \right)^n \quad (1)$$

e, di conseguenza, per la caratteristica tensione-corrente si può scrivere:

$$V = V_c \left( \frac{I}{I_c} \right)^n \quad (2)$$

La caratteristica tensione-corrente di un cavo superconduttore può essere spiegata utilizzando un modello che tenga conto delle disomogeneità dei filamenti presenti nei cavi superconduttori (diametro tipico 5-15  $\mu\text{m}$ ), disomogeneità legate al fatto che la sezione, la temperatura critica e il campo critico  $H_{c2}$  dei filamenti possono presentare variazioni locali anche del 20 %.

In tale modello i filamenti superconduttori si considerano suddivisi in elementi di lunghezza  $\delta l$ , ciascuno dei quali caratterizzato da una densità di corrente critica  $J_c(l)$ , nell'ipotesi che la distribuzione dei valori  $J_c(l)$  segua l'andamento di una gaussiana di valor medio  $\langle J_c \rangle$  e con deviazione standard  $\sigma$ .

Utilizzando un'approssimazione lineare per l'andamento del campo elettrico al variare della corrente di trasporto la tensione locale per ogni frazione di filamento sarà data da:

$$\delta V = \delta l \rho_f (J - J_c(l)) \quad (3)$$

dove la resistività di flux creep intorno a  $J_c$  é approssimata al valore costante  $\rho_f$ . Integrando si otterrà la tensione ai capi dell'intero filamento

$$V = \int_0^1 \rho_f (J - J_c(l)) dl = \rho_f \int_0^J \Phi(J_c) (J - J_c) dJ \quad (4)$$

sapendo che

$$\Phi(J_c) = \frac{dl}{l dJ_c} \quad (5)$$

Tenendo presente l'ipotesi fatta sulla distribuzione si può scrivere

$$\Phi(J_c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-(J_c - \langle J_c \rangle)^2 / 2\sigma^2} \quad (6)$$

e quindi

$$V = I \rho_f \int_{\frac{-\langle J_c \rangle}{\sigma}}^{\frac{J - \langle J_c \rangle}{\sigma}} (J - z\sigma - \langle J_c \rangle) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2} dz \quad (7)$$

avendo introdotto la nuova variabile  $z = \frac{J_c - \langle J_c \rangle}{\sigma}$

L'integrale (7) può essere scomposto in due parti

$$V_1 = I \rho_f \int_{\frac{-\langle J_c \rangle}{\sigma}}^{\frac{J - \langle J_c \rangle}{\sigma}} -z\sigma \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2} dz = \frac{I \rho_f \sigma}{\sqrt{2\pi}} (e^{-(J_c - \langle J_c \rangle)^2 / 2\sigma^2} - e^{-\langle J_c \rangle^2 / 2\sigma^2}) \quad (8)$$

$$V_2 = I \rho_f (J - \langle J_c \rangle) \int_{\frac{-\langle J_c \rangle}{\sigma}}^{\frac{J - \langle J_c \rangle}{\sigma}} \frac{e^{-z^2/2}}{\sqrt{2\pi}} dz \quad (8')$$

Data l'impossibilità di risolvere analiticamente l'integrale (8'), si è trovato il valore di  $V_2$  solo per alcuni valori intorno a  $\langle J_c \rangle$ .

Dal grafico di figura 1 si osserva che nell'intervallo preso in esame la curva ha un andamento lineare; inoltre il coefficiente angolare della retta dipende da  $\frac{\langle J_c \rangle}{\sigma}$ . In particolare scrivendo la relazione tra corrente e tensione come

$$V = \text{cost } I^n \quad (9)$$

si trova che l' indice di qualità  $n$  si riduce al crescere di  $\frac{\langle J_c \rangle}{\sigma}$  ossia della disomogeneità del filamento.

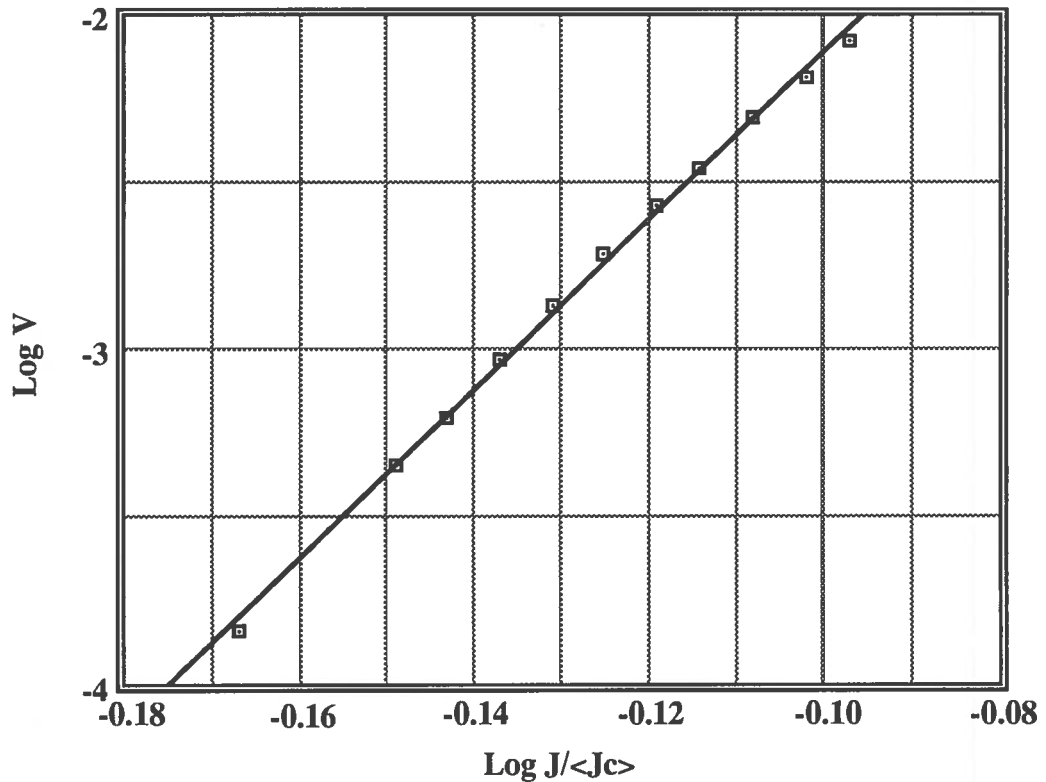


FIG. 1 - Grafico di  $\text{Log } V$  in funzione di  $\text{Log } \frac{J}{\langle J_c \rangle}$  avendo fissato  $\frac{\langle J_c \rangle}{\sigma} = 10$

### 3.-EFFETTO DOVUTO ALL'AUTOCAMPO

Nel corso di una misura di corrente critica l'autocampo generato dalla corrente di trasporto si somma vettorialmente al campo esterno originando, nel caso di correnti elevate, una distribuzione del campo sul conduttore fortemente disomogenea.

Spesso le misure di corrente critica vengono riferite al campo massimo<sup>(7)</sup> (determinato dalla somma algebrica del campo esterno e dell'autocampo massimo) ma questa procedura non è giustificata teoricamente dato che solo una piccola regione del cavo è sottoposta a tale campo.

É stato quindi sviluppato un modello che tenga conto della disomogeneità del campo magnetico e che permetta di ottenere un valore di campo efficace a cui riferire la misura di corrente critica<sup>(1)</sup>.

### 3.1.-Metodo di correzione

A prescindere dal significato di campo critico si analizzerà ora il metodo per effettuare le correzioni di autocampo.

Per intervalli di 2-3 Tesla l'andamento della corrente critica in funzione del campo magnetico, a temperatura fissata, é approssimativamente lineare<sup>(8)</sup>:

$$J_c(B, T = \text{cost}) = J_0 (1 - a_3 B) \quad (10)$$

dove  $a_3$  é una costante e vale  $0.096 \text{ T}^{-1}$  in M.K.S. tra 5 e 8 Tesla a  $T = 4.2 \text{ K}$ .

Analogamente si può esprimere la dipendenza di  $J_c$  dalla temperatura

$$J_c(B = \text{cost}, T) = J'_0 (1 - a_4 T) \quad (11)$$

dove

$$a_4 = \frac{1}{T_c(B)} = \frac{1}{9.2 \left(1 - \frac{B}{14.5}\right)^{0.59}} \quad (12)$$

Dalle equazioni (10) e (11) si può scrivere la relazione generale

$$J_c(B, T) = J_0 [1 - (T - T_0) F(B, T_0) - a_3 B] \quad (13)$$

dove  $F(B, T_0) = \frac{a_4 (1 - a_3 B)}{1 - a_4 T_0}$

Se per  $T_0 = 4.2 \text{ K}$  si ha allora che  $a_3 = 0.096 \text{ T}^{-1}$  e, dato che  $F(B, T_0 = 4.2 \text{ K})$  varia debolmente nell'intervallo considerato di  $B$ ,  $F_c = F(B, T_0 = 4.2 \text{ K}) \approx \text{cost} = 0.16 \text{ K}^{-1}$ .

Si può scrivere allora

$$J_c(B, T) = J_0 [1 - F_c (T - T_0) - a_3 B] = J_0 [a_2 (T) - a_3 B] \quad (14)$$

Effettuando una misura a temperatura costante, per un campo fissato  $B_{ext}$  la corrente critica é  $I_c(B_{ext})$  ma, siccome al campo esterno va sommato l'autocampo, il valore misurato di corrente critica sar   $I_c(B_{applicato})$  dove  $B_{applicato} = B_{ext} + B_{autocampo}$ .

Si trover  ora la correzione dovuta all'autocampo per stabilire quale sia il campo effettivamente applicato. Il valore dell'autocampo generato dal campione   dato da:

$$B_{ac} = \frac{I}{a_5} \quad (15)$$

avendo indicato con  $I$  la corrente di trasporto e con  $a_5$  una costante. La (15) si pu  anche scrivere

$$I = (B_{app} - B_{ext}) a_5 \quad (16)$$

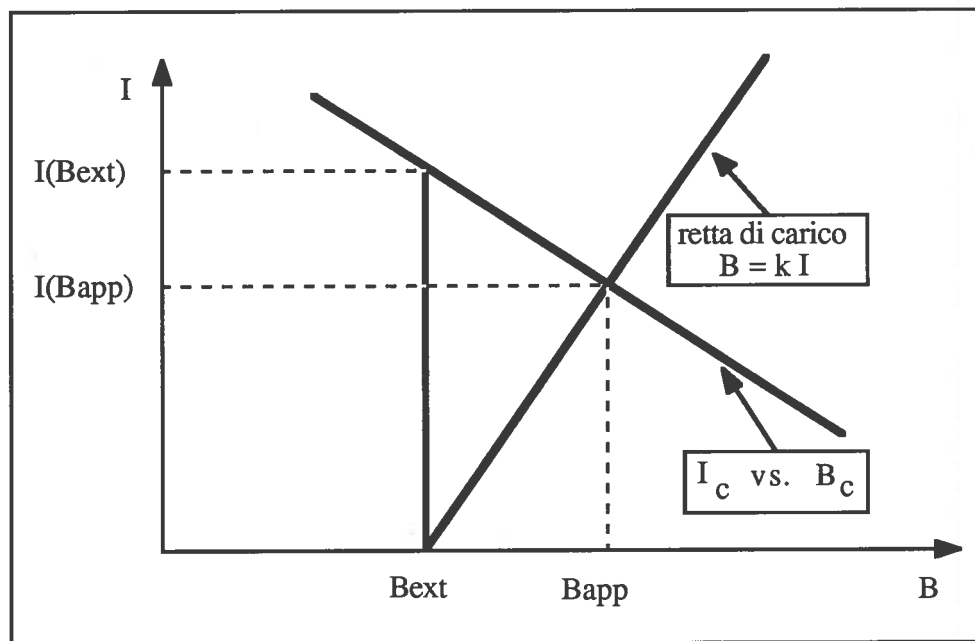


FIG. 2 - Correzione dovuta all'autocampo

Quando  $I$  raggiunge il valore critico si pu  sostituire la (16) nella (14) ottenendo

$$B_{app} = \frac{I_0 a_2 + a_5 B_{ext}}{a_5 + a_3 I_0} \quad (17)$$

da cui



$$I_c(B_{app}) = \frac{I_c(B_{ext})}{1 + \frac{a_3}{a_5} I_0} \quad (18)$$

La correzione percentuale per il campo sarà quindi data da:

$$\varepsilon_f = \frac{B_{app} - B_{ext}}{B_{ext}} = \frac{I_c(B_{app})}{B_{ext} a_5} \quad (19)$$

É importante notare come, per trovare la correzione dovuta all'autocampo, sia necessario conoscere solamente la costante  $a_5$  mentre non é richiesta nessuna ipotesi sull'andamento della corrente critica al variare del campo.

### 3.2.-Definizione di campo critico

Come si é detto precedentemente spesso si definisce il campo magnetico critico di un cavo semplicemente come somma del campo esterno e del valore massimo dell'autocampo ; nel corso di questa sezione si svilupperà un metodo alternativo che tenga conto, almeno in parte, della complessa geometria dei cavi multifilamentari (analogamente si può procedere nel caso di cavi tipo Rutherford, formati da strand multifilamentari intrecciati).

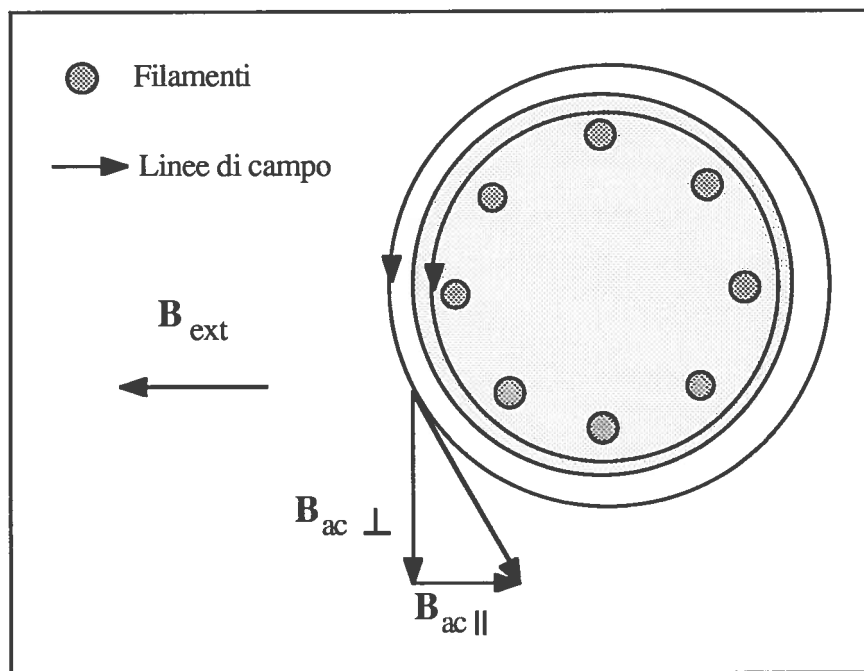


FIG. 3 - Effetto combinato dell'autocampo e del campo esterno

Si consideri il conduttore in figura 3 costituito da filamenti localizzati in singole shell, intrecciati sul diametro  $d$  e con un passo  $l_p$ . Viene applicato un campo esterno normalmente al conduttore. Per semplicità si suppone che l'autocampo sia generato da una corrente distribuita uniformemente sull'intera sezione. Si può scrivere allora

$$B_{app} = [(B_{ext} + B_{ac\parallel}^2) + B_{ac\perp}^2]^{0.5} \quad (20)$$

avendo indicato con  $B_{ac\parallel}$  la componente parallela al campo esterno  $B_{ac\perp}$  la componente perpendicolare al campo esterno.

Nella maggior parte dei casi il termine  $B_{ac\perp}$  può essere trascurato mentre  $B_{ac\parallel}$  su un singolo filamento cambia lungo la direzione del conduttore a causa del twist

$$B_{\parallel} = \Delta B_{max} \sin \frac{2\pi x}{l_p} \quad (21)$$

avendo indicato con  $\Delta B_{max}$  il modulo dell'autocampo massimo.

Dalle considerazioni fatte sull'andamento esponenziale della tensione in funzione della corrente si può introdurre la resistenza per unità di lunghezza come

$$R = R_c i^n \quad (22)$$

dove  $i = \frac{I}{I_c(B_{app})}$  è la corrente ridotta,  $n$  è l'indice di qualità  $R_c$  è la resistenza per unità di lunghezza quando la corrente di trasporto eguaglia la corrente critica.

Dall'eq. (14), considerando  $B_{app} = B_{ext} + B_{\parallel}$  risulta

$$I_c = I_0 (a_2 - a_3 B_{ext}) \left( 1 - \frac{a_3 \Delta B_{max}}{a_2 - a_3 B_{ext}} \sin \frac{2\pi x}{l_p} \right) \quad (23)$$

cioè

$$I_c(B_{app}(x), T) = I_c(B_{ext}, T) \left( 1 - K \sin \frac{2\pi x}{l_p} \right) \quad (24)$$

dove

$$K = \frac{a_3 \Delta B_{max}}{a_2 - a_3 B_{ext}} \quad (25)$$

Ci sono ora tutti gli elementi utili per calcolare la caduta di tensione per unità di lunghezza, ottenuta mediando lungo un passo di twist

$$V_{\text{mis}} = \frac{1}{l_p} \int_0^{l_p} R(x) I \, dx \quad (26)$$

da cui, sostituendo la relazione per R e introducendo  $i = \frac{I}{I_c(B_{\text{ext}})}$ , si ottiene

$$V_{\text{mis}} = \frac{V_c i^{(n+1)}}{l_p} \int_0^{l_p} \frac{1}{\left(1 - K \sin \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n} dx \quad (27)$$

dove  $V_c$  é una costante definita come la tensione critica per unità di lunghezza misurata a  $I_c(B_{\text{ext}}, T)$ .

Introducendo la nuova variabile  $y = \frac{2\pi x}{l_p}$  può essere riscritta nel seguente modo:

$$V_{\text{mis}} = \frac{V_c i^{(n+1)}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{\left(1 - K \sin y\right)^n} dy = \frac{V_c i^{(n+1)}}{2\pi} G(K) \quad (28)$$

Da notare che la funzione  $G(K)$ , graficata in figura 4 per diversi valori del campo esterno e dell'autocampo massimo, é sempre maggiore di  $2\pi$ . Quando la corrente raggiunge il valore critico  $I_c(B_{\text{app}})$  dall'eq. (28) si può scrivere

$$I_c(B_{\text{app}}) = \frac{V_{\text{mis}}}{R_c} = I_c(B_{\text{ext}}) \left(\frac{2\pi}{G(K)}\right)^{1/n} \quad (29)$$

É ora possibile calcolare il campo  $B_{\text{app}}$  a cui é misurata la corrente critica e che può essere pensato come la somma del campo esterno e dell'autocampo efficace

$$B_{\text{app}} = B_{\text{ext}} + \Delta B^* \quad (30)$$

Dalla (24) e dalla (29) si ottiene

$$I_c(B_{\text{eff}}) = I_c(B_{\text{ext}}) (1 - K^*) \quad (31)$$

dove

$$K^* = \frac{a_3 \Delta B^*}{a_2 - a_3 B_{\text{ext}}} = 1 - \left( \frac{2\pi}{G(K)} \right)^{1/n} \quad (32)$$

da cui si ricava

$$\Delta B^* = \frac{1}{a_3} \left[ 1 - \left( \frac{2\pi}{G(K)} \right)^{1/n} \right] \cdot (a_2 - a_3 B_{\text{ext}}) \quad (33)$$

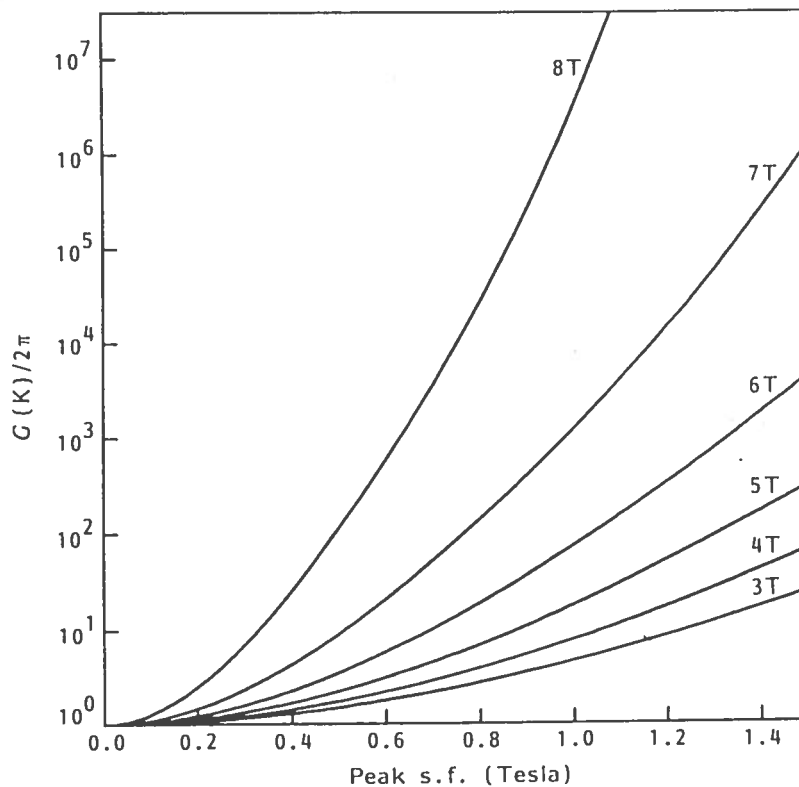
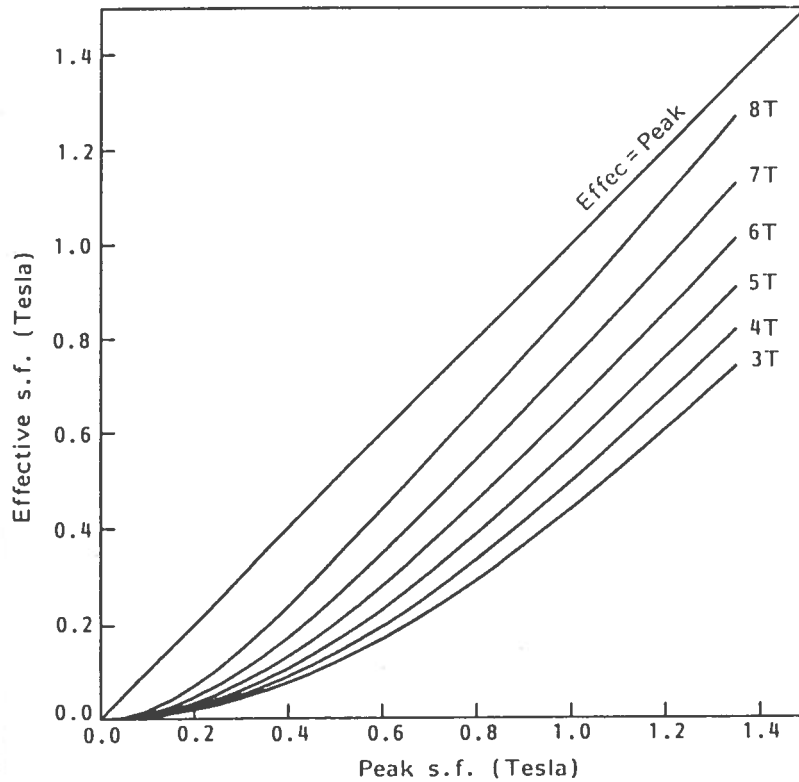


FIG. 4 - Andamento di  $G(K)$  al variare dell'autocampo massimo

C'è da osservare che la (29) e la (33) formalmente non forniscono il valore esplicito della corrente critica e dell'autocampo efficace in quanto  $K$  dipende da  $\Delta B_{\text{max}}$  e quindi da  $I_c(B_{\text{app}})$ . Una trattazione rigorosa richiederebbe allora l'applicazione di un metodo iterativo, ma si può verificare che l'approssimazione  $K(I_c(B_{\text{app}})) \simeq K(I_c(B_{\text{ext}}))$  consente una stima di  $I_c(B_{\text{app}})$  e di  $\Delta B^*$  molto buona, e quindi permette la determinazione del coefficiente  $a_5$  dell'equazione (15). Per estendere la trattazione sin qui svolta al caso di un conduttore composto da due o più shell di filamenti indichiamo con  $N_s$  il numero di shell e con  $m_i$  il numero di filamenti presenti nella  $i$ -esima shell. Si deduce allora che la caduta di tensione per la  $i$ -esima shell, mediata lungo un passo di twist, è:

$$V_i = \frac{1}{l_p} \int_0^{l_p} \frac{V_c i^{(n+1)}}{\left(1 - K \sin \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n} dx \quad (34)$$



**FIG. 5** - Andamento dell'autocampo efficace in funzione dell'autocampo massimo per diversi valori di  $B_{ext}$

Dato che ogni shell può essere considerata come un elemento di un circuito in parallelo, dalla condizione di uguaglianza di tutte le  $V_i$  si ricava

$$V_{mis} = \frac{V_c}{2\pi} i^n \left( \frac{\sum_{i=1}^{N_s} m_i}{\sum_{i=1}^{N_s} [m_i / G(K_i)]^{1/(n+1)}} \right)^{n+1} \quad (35)$$

Il termine fra parentesi può essere indicato con  $G_{eff}$  sapendo che  $G(K_i)$  (come vedremo in seguito) dipende dal campo magnetico e quindi dalla distribuzione della corrente.

La teoria sviluppata può essere applicata anche a cavi con geometria più complessa, come quelli usati per avvolgere i dipoli per macchine acceleratrici<sup>(1,13)</sup>. In questo caso il termine  $\sin \frac{2\pi x}{l_p}$  nella funzione  $G(K)$  dovrà essere sostituito con una funzione che descriva più adeguatamente l'andamento del campo magnetico nel cavo.

### 3.3-Risultati sperimentali

Verranno ora utilizzati i concetti sviluppati sulle correzioni di autocampo per interpretare le misure di corrente critica.

Il cavo preso in considerazione, utilizzato per i dipoli deflettenti dell'acceleratore HERA di Amburgo, ha sezione trapezoidale (le due basi misurano 1.28 mm e 1.67 mm, mentre l'altezza è di 10 mm), un passo di twist di 100 mm ed è composto da 24 strands con le seguenti caratteristiche:

|                               |         |
|-------------------------------|---------|
| diametro                      | 0.84 mm |
| rapporto rame-superconduttore | 1.8     |
| numero di filamenti           | 775     |
| passo di twist                | 25 mm   |

Per poter capire quale sia il metodo migliore di correzione per l'autocampo sono stati confrontati i valori di corrente critica dell'intero cavo e degli strands componenti il cavo stesso. È risultato che la corrente critica del cavo ottenuta con il criterio del campo di picco è compatibile con il valore ricavato dalla somma dei contributi dei singoli strands per i quali è stato utilizzato il medesimo metodo di correzione. Anche utilizzando il concetto di campo efficace si trova un buon accordo tra i risultati. È necessario notare che il criterio del campo efficace è stato applicato in modo differenziato per il cavo e per lo strand. Nel primo caso si è considerato:

$$\tilde{G}(K) = \int_0^{2\pi} \frac{1}{(1 - K \sin^3 y)^n} dy \quad (36)$$

in cui la dipendenza dalla distanza è espressa da  $\sin^3 y$  e non da  $\sin y$  (come nell'equazione (28)) per avere una migliore approssimazione dell'autocampo parallelo intorno al conduttore; nel caso dello strand si è invece utilizzata la funzione  $G_{\text{eff}}$  espressa nell'equazione (35), ottenuta considerando il conduttore suddiviso in diversi gusci. Il confronto fra i due criteri è riportato in figura 6.

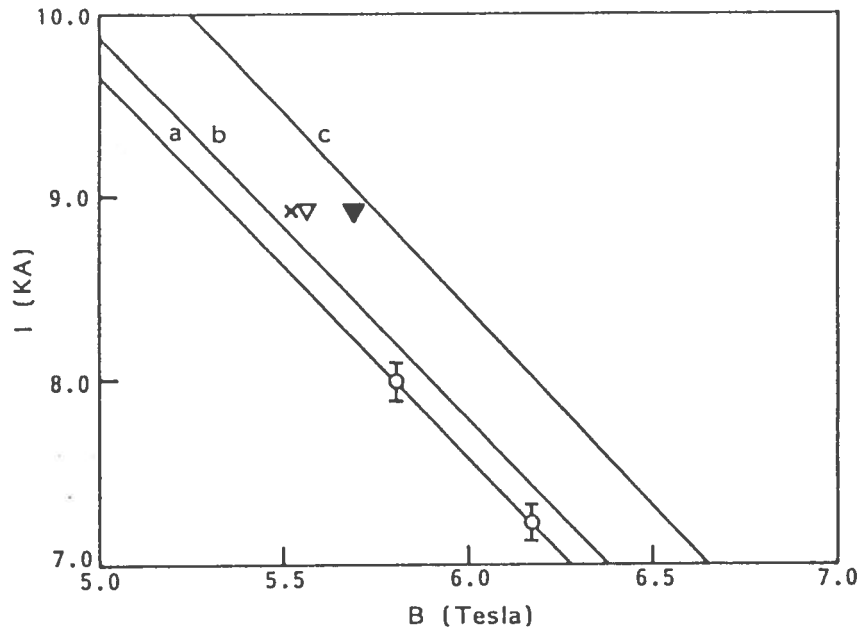


FIG. 6 - Corrente critica del cavo in funzione del campo esterno (a), del campo efficace (b) e del campo di picco (c).  $\times$  é la somma delle  $I_c$  degli strands  $\nabla$  e  $\blacktriangledown$  rappresentano lo stesso valore corretto, rispettivamente, con il criterio del campo efficace e con il criterio del campo di picco.

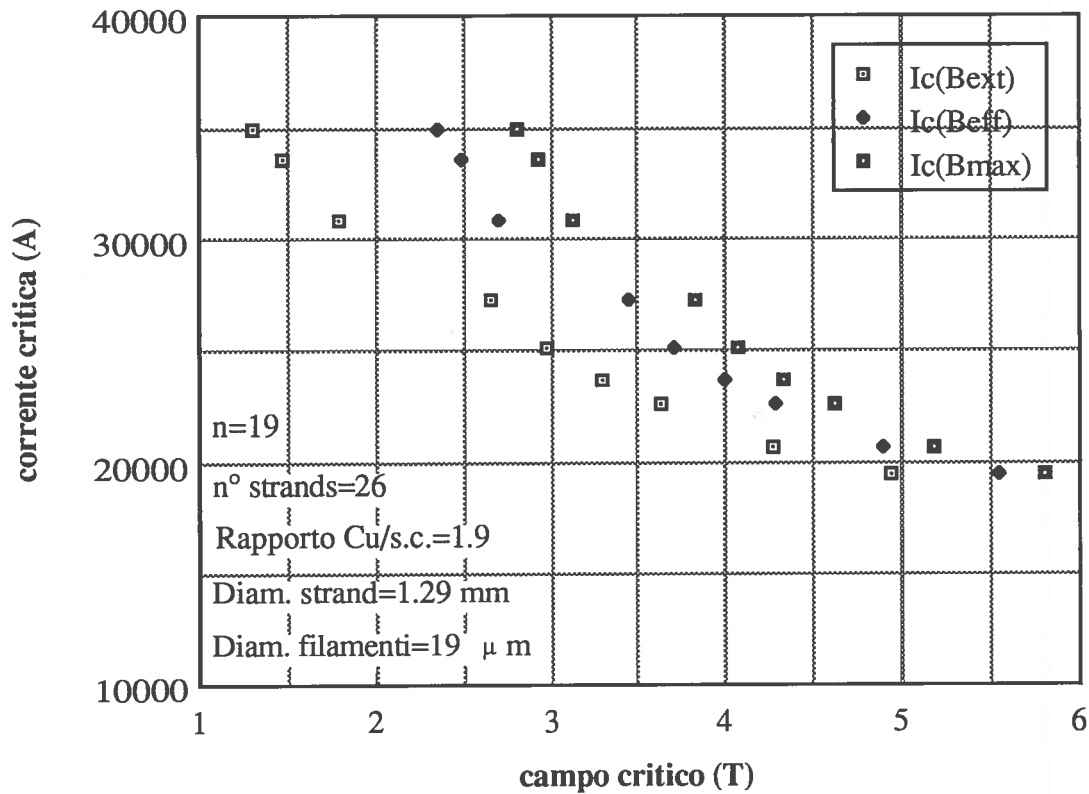


FIG. 7 - Corrente critica di un cavo per i dipoli di LHC in funzione del campo magnetico.

Dalle misure effettuate, come si può verificare dal grafico, non é possibile determinare quale dei due metodi di correzione sia migliore. In realtà la compatibilità tra la misura sul cavo e quella sul singolo strand elaborate con il criterio del campo di picco potrebbe essere dovuta alla sovrastima di entrambi i valori di corrente critica.

In figura 7 sono mostrati i risultati di misure di corrente critica su un prototipo di cavo per i dipoli di LHC in funzione del campo magnetico esterno, del campo di picco e del campo efficace. Va osservato che per i valori di corrente critica riportati sui grafici é necessario tener conto di un errore del 4-6%.

#### 4.-DIPENDENZA DI “n” DALLA DISTRIBUZIONE DELLA CORRENTE

In questo paragrafo si vedrà come la resistenza trasversa influenza il valore di campo critico e, in generale, la transizione dallo stato superconduttore a quello normale. Si consideri un sistema costituito da un cavo cilindrico all'interno del quale sono presenti due strands situati in modo opposto rispetto all'asse del cavo e intrecciati su un diametro d con un passo  $l_p$ . Trascurando, come si é fatto nel paragrafo precedente,  $B_{ac\perp}$  si può affermare che quando sul primo strand agisce l'autocampo

$$B_{\parallel} = \Delta B \sin \frac{2\pi x}{l_p} \quad (37)$$

sul secondo si avrà

$$B_{\parallel} = - \Delta B \sin \frac{2\pi x}{l_p} \quad (37')$$

Si suppone che, nelle vicinanze della corrente critica, lo strand situato nella zona a campo maggiore (il più resistivo) possa cedere corrente all'altro (il meno resistivo). Naturalmente si presenterà la situazione opposta dopo mezzo passo di twist. Il sistema può essere schematizzato come in figura 8 sapendo che

$$R_1(x) = R_c i_1^n = R_c \left( \frac{i_1}{1 - K \sin \frac{2\pi x}{l_p}} \right)^n \quad (38)$$



$$R_2(x) = R_c i_2^n = R_c \left( \frac{i_2}{1 - K \sin \frac{2\pi x}{l_p}} \right)^n \quad (39)$$

$$R_t \simeq \frac{\rho_t}{\Delta x} \quad (40)$$

$$R_c = \frac{\rho_c \Delta x}{A_{sc}} \quad (41)$$

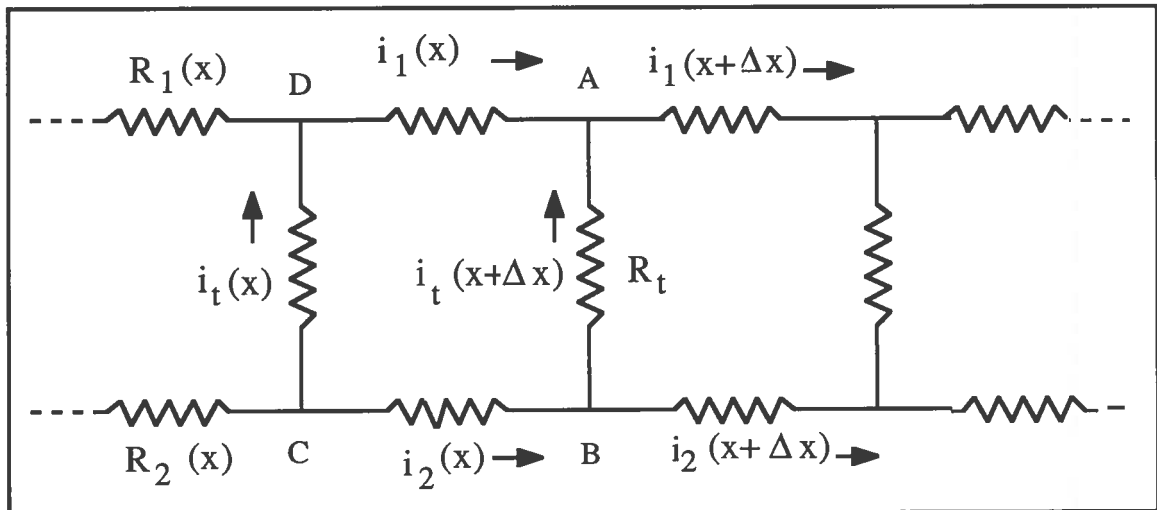


FIG. 8 - Simulazione del trasporto di corrente

Applicando la prima legge di Kirchhoff al nodo A si ottiene

$$i_1(x+\Delta x) - i_1(x) = i_t(x+\Delta x) \quad \Rightarrow \quad i_t(x) = \frac{di_1}{dx} \Delta x \quad (42)$$

mentre considerando la seconda legge di Kirchhoff per la maglia ABCD

$$i_1(x) R_1(x) - [i_t(x+\Delta x) - i_t(x)] R_t - i_2(x) R_2(x) = 0 \quad (43)$$

Dalla (43) sostituendo i valori delle resistenze e della corrente trasversa si arriva ad una equazione differenziale del secondo ordine

$$\frac{d^2 i_1}{dx^2} - \frac{\rho_c}{\rho_t A_{sc}} \frac{i_1^{n+1} \left(1 + K \sin \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n - i_2^n \left(1 - K \sin \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n}{\left(1 - K^2 \sin^2 \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n} = 0 \quad (44)$$

Introducendo la variabile  $f$  che tiene conto della diversa distribuzione della corrente

$$i_1 = \frac{i}{2} - f \quad i_2 = \frac{i}{2} + f \quad (45)$$

la (44) può essere riscritta così

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{1}{A_{eff}} \left(\frac{i}{2}\right)^n \cdot \frac{\left(1 - \frac{2f}{i}\right)^{n+1} \left(1 + K \sin \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n - \left(1 + \frac{2f}{i}\right)^{n+1} \left(1 - K \sin \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n}{\left(1 - K^2 \sin^2 \frac{2\pi x}{l_p}\right)^n} = 0 \quad (46)$$

dove  $A_{eff} = \frac{A_{sc} \rho_t}{\rho_c}$ . Facendo alcune approssimazioni ( $K \ll 1$  e  $f \ll 1$ ) é possibile trovare una soluzione analitica per l'equazione (46) che diventa

$$\frac{d^2 f}{dx^2} - \frac{1}{A_{eff}} \left(\frac{i}{2}\right)^n n f + \frac{1}{A_{eff}} \left(\frac{i}{2}\right)^n K(n-1) \sin \frac{2\pi x}{l_p} = 0 \quad (47)$$

Imponendo come condizione al contorno  $f(x=0) = f(x=\frac{l_p}{2}) = 0$ , ipotizzando cioè che la corrente sia equamente ripartita tra i due strand quando l'autocampo  $B_{||}$  é nullo per entrambi (cosa che si verifica quando  $\sin \frac{2\pi x}{l_p} = 0$ ), la soluzione può essere scritta nella seguente forma:

$$f = \frac{\frac{1}{A_{eff}} \left(\frac{i}{2}\right)^{n+1} K n}{\left(\frac{2\pi}{l_p}\right)^2 + \frac{1}{A_{eff}} \left(\frac{i}{2}\right)^{n+1} (n+1)} \sin \frac{2\pi x}{l_p} = 0 \quad (48)$$

tenendo presente la (45) si ottiene

$$i_1 = \frac{i}{2} \left( 1 - \frac{\frac{2}{A_{\text{eff}}} \left(\frac{i}{2}\right)^n K n}{\frac{2}{A_{\text{eff}}} \left(\frac{i}{2}\right)^{n+1} + \left(\frac{2\pi}{l_p}\right)^2 \sin^2 \frac{2\pi x}{l_p}} \right) = 0 \quad (49)$$

Conoscendo  $R_1(x)$  e  $i_1(x)$  si può ora calcolare la tensione lungo un passo di twist

$$V = \frac{1}{l_p} \int_0^{l_p} R_1(x) I(x) dx \simeq \frac{V_c}{2\pi} i^{n+1} [G_1(K) - G_2(K) \phi] \quad (50)$$

dove

$$G_1 = \int_0^{2\pi} \frac{1}{(1 - K \sin y)^n} dy \quad (51)$$

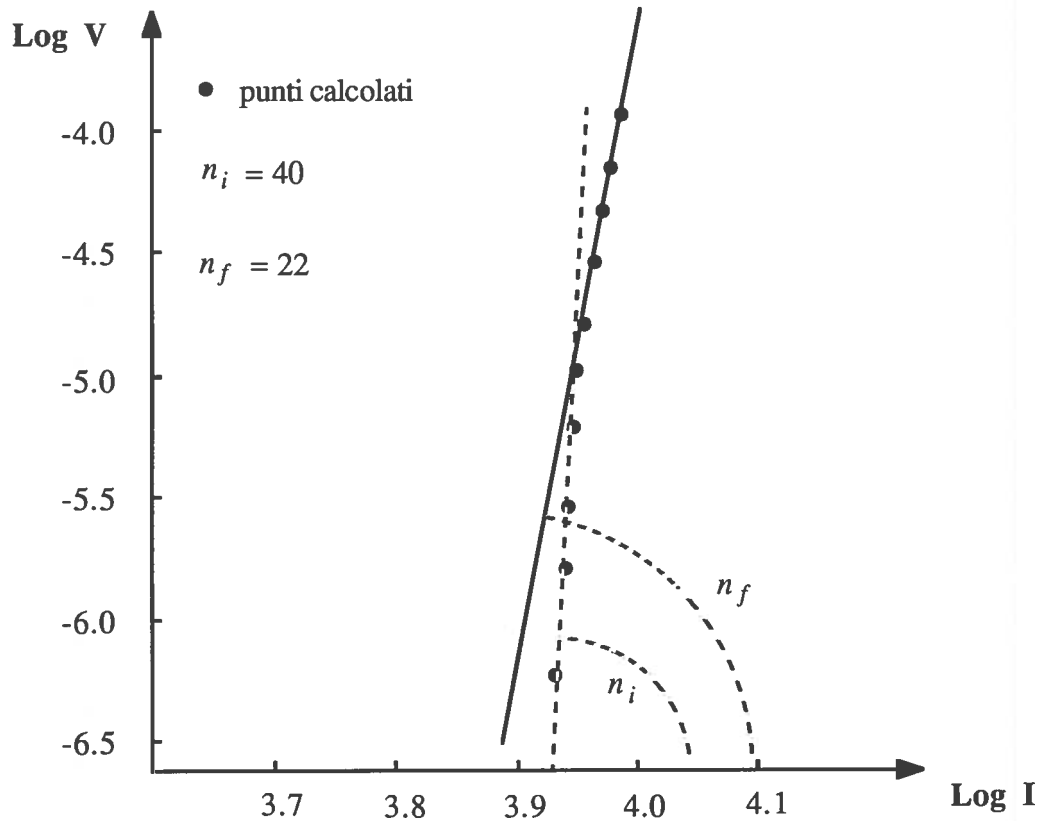
$$G_2 = \int_0^{2\pi} \frac{\sin y}{(1 - K \sin y)^n} dy \quad (52)$$

$$\phi = \frac{K n (n+1)}{1 + n + A_{\text{eff}} \left(\frac{2}{i}\right)^n \left(\frac{2\pi}{l_p}\right)^2} \quad (53)$$

Dai risultati ottenuti é possibile fare alcune considerazioni: si può verificare innanzitutto che se non c'è trasferimento di corrente tra gli strand a causa del valore elevato di  $\rho_t$ , il coefficiente di  $G_2(K)$  diventa trascurabile e ci si riconduce al caso esposto nel paragrafo precedente.

C'è da notare inoltre che la continua redistribuzione di corrente tra uno strand e l'altro riduce la caduta di tensione. Questa riduzione, che cresce al crescere della corrente, determina una variazione dell'indice di qualità.

In conclusione il valore di  $n$  non é determinato solamente dalla qualità del cavo, ma anche dalla disomogeneità del campo a cui il cavo é sottoposto. Questo effetto sarà naturalmente più evidente in condizioni di elevate correnti di trasporto dato che in questi casi il valore dell'autocampo é più rilevante.



**FIG. 9** - Caratteristica  $\text{Log}(V)\text{-Log}(I)$  di un cavo calcolata partendodalla caratteristica degli strand. All'inizio della transizione il valore di  $n$  é uguale a quello di un singolo strand ( $n = 40$ ), ma si riduce sensibilmente ( $n = 22$ ) aumentando la corrente.

## 5.-LA CORRENTE DI QUENCH

In questo paragrafo é esposto un modello che fornisce la relazione tra corrente critica e corrente di quench di un cavo superconduttore<sup>(2)</sup>. Lo sviluppo del modello, derivato dal criterio classico di stabilit  termica (criterio di Steckly)<sup>(9)</sup>, si basa sulle seguenti assunzioni: il calore prodotto dal cavo é dovuto solo all'effetto Joule e pu  essere rimosso solo dallo scambio termico con il bagno di elio.

### 5.1-Descrizione del modello e calcolo della corrente di quench

Il sistema preso in considerazione é un cavo di corrente critica  $I_c(B,T)$  costituito da una matrice di resistivit   $\rho_{mat}$  e di sezione  $A_{mat}$  e dal superconduttore di sezione  $A_{sc}$  dove scorre la

corrente  $I_{sc}$ . Il criterio di Steckly é basato sull'ipotesi che, se la corrente in un cavo superconduttore supera la corrente critica, la corrente in eccesso ( $I_{tot} - I_c(B,T)$ ) fluisca attraverso la matrice di metallo normale. In questo caso la corrente critica é definita come la corrente massima che un superconduttore può portare a campo e temperatura fissata. La caduta di tensione per unità di lunghezza é :

$$V = \frac{\rho_{mat} (I_{tot} - I_c(B,T))}{A_{mat}} \quad (54)$$

Si può quindi scrivere il bilancio termico come:

$$\frac{\rho_{mat} (I_{tot} - I_c(B,T)) I_{tot}}{A_{mat}} = h P (T - T_b) \quad (55)$$

dove  $T_b$  é la temperatura del bagno d'elio,  $h$  é il coefficiente di scambio termico,  $P$  é il perimetro di scambio.

É conveniente introdurre i seguenti parametri adimensionali:

$$i_t = \frac{I_{tot}}{I_{cb}(B)} \quad \text{dove } I_{cb}(B) = I_c(T_b, B) \quad \text{corrente totale ridotta}$$

$$i_c = \frac{I_c(B,T)}{I_{cb}(B)} \quad \text{corrente critica ridotta}$$

$$\tau = \frac{T - T_b}{T_{c0} - T_b} \quad \text{temperatura ridotta } (T_{c0} = T_{c0}(B) \text{ é la temperatura ridotta a corrente nulla})$$

$$\alpha = \frac{\rho_{mat} I_{cb}^2 A_{sc}}{h P (T_{c0} - T_b)} \quad \text{parametro di stabilità}$$

$$v_t = \frac{V A_{mat}}{\rho_{mat} I_{cb}} = i_t - i_c \quad \text{tensione ridotta}$$

usando questi parametri il bilancio termico può essere scritto come:

$$i_t (i_t - i_c) = \tau \quad (56)$$

Dall'equazione (56) é possibile ottenere  $i_t$  in funzione del parametro di stabilità  $\alpha$  e della temperatura ridotta  $\tau$ . Sostituendo nella per la temperatura ridotta si ottiene:

$$v = \frac{i_t - 1}{1 - \alpha i_t} = \frac{\tau}{\alpha i_t} \quad (57)$$

Per il calcolo della corrente di quench di un cavo occorre considerare il dettaglio della transizione; per la parte superconduttiva del cavo la tensione alla transizione é governata da una legge esponenziale (vd. eq. (1))

Dal momento che superconduttore e matrice possono essere considerati due elementi in parallelo di un circuito elettrico, eguagliando  $V$  alla caduta di tensione lungo la matrice si ottiene:

$$I_{tot} = \left( \lambda \frac{\rho_c}{\rho_{mat}} i_{sc}^n + 1 \right) I_{sc} = (\beta + 1) I_{sc} \quad (58)$$

dove  $i_{sc} = \frac{I_{sc}}{I_c}$  e  $\lambda = \frac{A_{mat}}{A_{sc}}$

In seguito alle considerazioni fatte sulla transizione il bilancio termico può essere riscritto come:

$$\frac{\rho_c I_{sc}^{n+2}}{A_{sc} I_c^n} (1+\beta) = h P (T - T_b) \quad (59)$$

Utilizzando i parametri adimensionali già definiti, la (59) può essere riscritta nella forma seguente

$$\alpha \lambda \frac{\rho_c}{\rho_{mat}} \frac{i_t^{n+2}}{(1+\beta)^{n+1} i_c^n} = \tau \quad (60)$$

Considerando la corrente critica una funzione lineare in funzione della temperatura, cioè  $i_c = 1 - \tau$ , la corrente ridotta che attraversa il cavo quando si stabilisce l'equilibrio termico sarà data da:

$$i_t = \left( \frac{\tau(1-\tau)(1-\beta)^{n+1}}{\alpha^*} \right)^{1/n+2} \quad (61)$$

dove é stato introdotto

$$\alpha^* = \alpha \lambda \frac{\rho_c}{\rho_{mat}} = \frac{\rho_c I_{cb}^2}{A_{sc} h P (T_{c0} - T_b)} \quad (62)$$

come nell'equazione (7) e sostituendo il valore di  $V$  si ha

$$v_t = \lambda \frac{\rho_c}{\rho_{mat}} \left( \frac{\tau}{\alpha^* (1+\beta)(1-\tau)^{n/n+1}} \right)^{(n+1)/(n+2)} \quad (63)$$

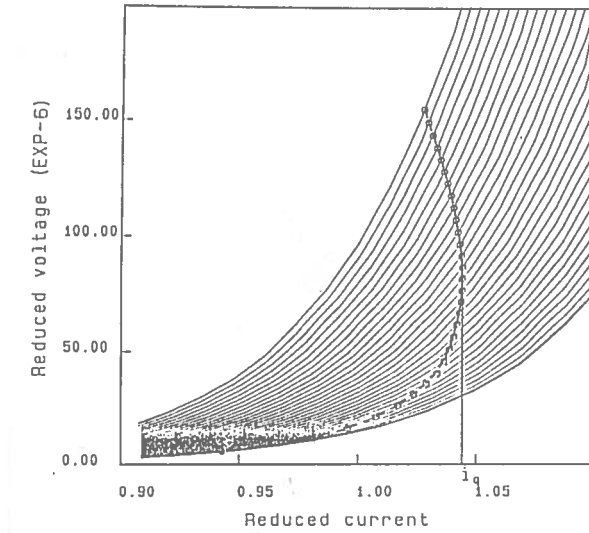


FIG. 10 - La curva di equilibrio  $v_t - i_t$ .

In figura 10 é mostrato graficamente il significato di  $v_t$  e di  $i_t$ . Le curve continue rappresentano la tensione lungo il conduttore a diverse temperature, mentre i cerchi indicano, per ogni curva, i valori di  $i_t$  e  $v_t$  per i quali si stabilisce l'equilibrio termico.

Si può verificare che la curva di equilibrio, in un certo intervallo, é descritta con buona approssimazione da una legge del tipo  $V = \text{cost} \cdot I^{n_{eq}}$  con  $n_{eq} > n$ . Poi  $n_{eq}$  aumenta fino a divergere per  $i_t = i_q = \frac{I_q}{I_c(T_b, B)}$ . La corrente di quench ridotta  $i_q$  é definita come il massimo della curva  $i_t = i_t(v_t)$  e quindi può essere ricavata dalle condizioni

$$\frac{\partial i}{\partial v} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial i}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial v} = 0 \quad \frac{\partial^2 i}{\partial v^2} < 0 \quad (64)$$

Derivando  $v$  e  $i$  rispetto al parametro  $\tau$  si trova il massimo per

$$\tau = \frac{1}{n+1} \quad (65)$$

che corrisponde alla corrente

$$i_q = \left( \frac{n^n (1-\beta)^{n+1}}{\alpha^* (n+1)^{n+1}} \right)^{1/n+2} \quad (66)$$

Questa relazione é molto importante in quanto il parametro  $i_q$  può essere misurato direttamente.

Tenendo presenti le considerazioni fatte, si può costruire un diagramma di stabilità termica analogo a quello di Steckly. Il diagramma è mostrato in figura 11.

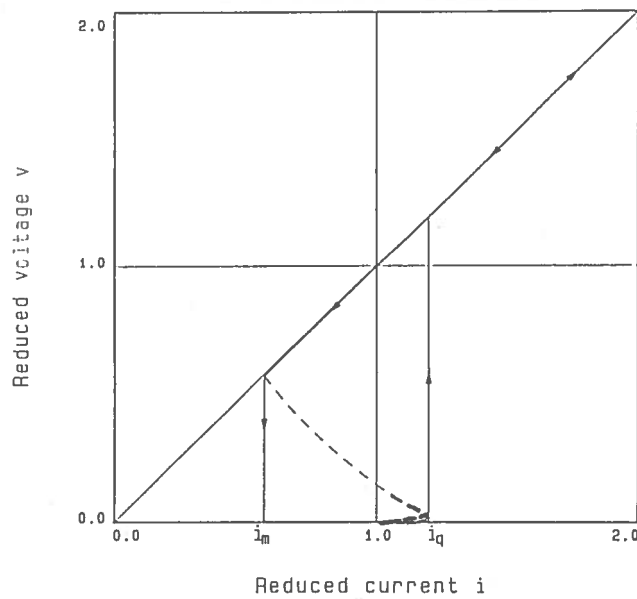


FIG. 11 - Diagramma  $v-i$  per la stabilità termica

Nella trattazione sin qui sviluppata non si é tenuto conto della disomogeneità di B causata dalla presenza dell'autocampo. Come si é visto precedentemente il valore del campo critico é

$$B_c = B_{ext} + \frac{1}{a_3} \left( 1 - \left( \frac{2\pi}{G} \right)^{1/n} \right) \cdot (a_2 - a_3 B_{ext}) \quad (67)$$

Avendo preso in considerazione l'autocampo, la corrente critica é definita dall'eq. (29).

Usando l'eq. (29) nell'equazione (60) del bilancio termico occorre ridefinire il parametro di stabilità come:

$$\alpha^{**} = \alpha \lambda \frac{\rho_c}{\rho_{mat}} \left( \frac{G}{2\pi} \right)^{2/n} \quad (68)$$



Dato che  $G > 2\pi$  e quindi  $\alpha^{**} > \alpha^*$ , il valore di  $i_q$  sarà ridotto rispetto a quello trovato trascurando gli effetti di autocampo (eq. (66)).

## 5.2-Misure di corrente di quench

Per verificare la teoria sviluppata sono state studiate le caratteristiche termiche ed elettriche di alcuni cavi superconduttori (prodotti dalla LMI Europa Metalli di Lucca ed impiegati nell'acceleratore HERA). Il parametro su cui è stata focalizzata l'attenzione è  $i_q^*$ , cioè il rapporto tra la corrente di quench e la corrente critica. A causa della dissipazione Joule,  $I_c$  non è mai misurata alla temperatura del bagno; per questa ragione  $i_q^*$  è in generale differente da  $i_q$  (che è riferita alla corrente critica alla temperatura del bagno). In realtà la dissipazione sul cavo determina sullo stesso un aumento di temperatura di pochi millikelvin rispetto alla temperatura del bagno: questo consente di approssimare  $i_q$  con  $i_q^*$ .

Dallo studio della caratteristica tensione-corrente si sono ricavati i valori sperimentali di  $I_c$ ,  $I_q$  e di  $n$ ; per ottenere il valore teorico di  $i_q$  dalla (66) si è calcolato il parametro  $\alpha^{**}$ , tenendo conto del coefficiente di scambio termico  $h=10^4$  W/m<sup>2</sup> K, e si è trascurato  $\beta$ .

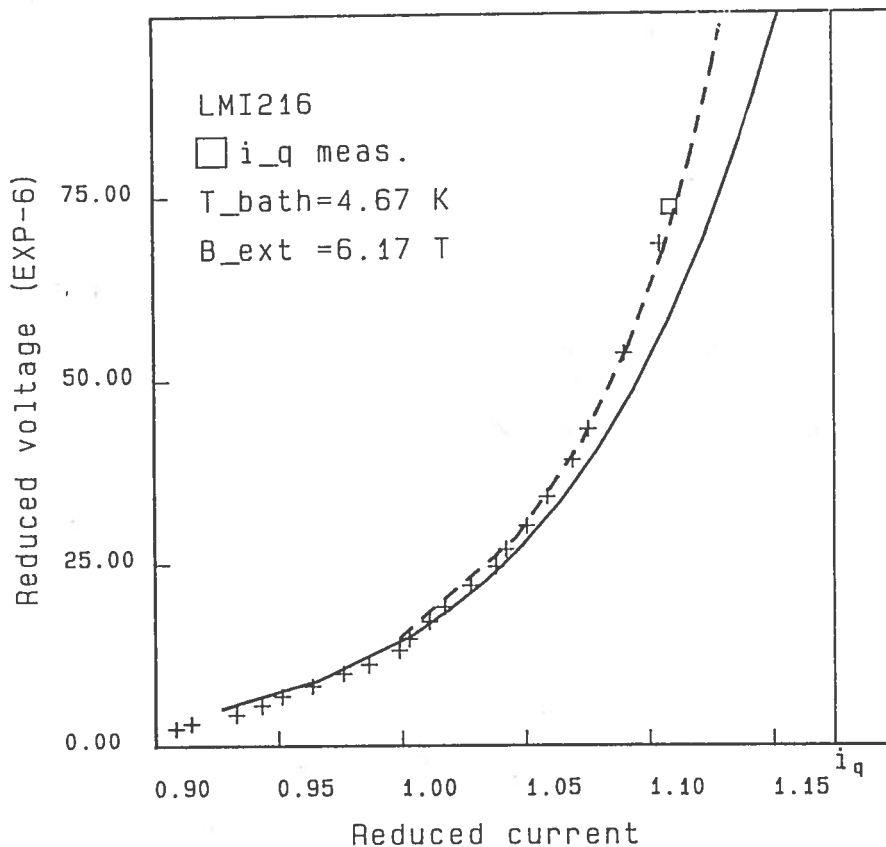


FIG. 12 - Valore teorico e valore sperimentale della corrente di quench

In figura 12 sono riportati i risultati delle misure sul cavo: le croci rappresentano i punti sperimentali e sono interpolate con una curva esponenziale (linea tratteggiata); la curva continua rappresenta il grafico della caratteristica  $v-i$  alla temperatura del bagno. Nella tabella seguente sono riportati i risultati per i diversi cavi ed il confronto con i valori previsti.

| cavo | T [K] | $B_{\text{ext}}$ [T] | $n_{\text{mis}}$ | $i_q^*$ (calc) | $i_q^{**}$ (calc) | $i_q$ (mis) |
|------|-------|----------------------|------------------|----------------|-------------------|-------------|
| 1    | 4.43  | 5.94                 | 16               | 1.19           | 1.14              | 1.07        |
| 2    | 4.48  | 5.84                 | 17               | 1.18           | 1.14              | 1.08        |
| 3    | 4.67  | 6.17                 | 21               | 1.16           | 1.11              | 1.09        |
| 4    | 4.67  | 6.24                 | 16               | 1.22           | 1.17              | 1.11        |
| 5    | 4.59  | 6.45                 | 21               | 1.16           | 1.11              | 1.08        |
| 6    | 4.63  | 6.45                 | 20               | 1.18           | 1.13              | 1.07        |

Il valore di  $i_q^*$  è stato ricavato utilizzando l'equazione (66); per ottenere  $i_q^{**}$ , invece, si è considerata un'equazione analoga in cui  $\alpha^*$  è stato sostituito da  $\alpha^{**}$ .

Si può osservare che tenendo conto della presenza dell'autocampo (cioè utilizzando il parametro  $\alpha^{**}$ ) esiste un miglior accordo tra valori sperimentali e valori teorici. Poiché nello sviluppo del modello non si è tenuto conto di fenomeni irreversibili, come i disturbi meccanici, la corrente di quench misurata risulta sempre più bassa di quella calcolata. Il modello consente perciò di calcolare la corrente massima che può fluire in un cavo superconduttore in una determinata situazione sperimentale.

## 5.-CORRENTE CRITICA E CORRENTE DI QUENCH DEI MAGNETI

Nei paragrafi precedenti si è visto come il campo efficace dipenda sia dalla geometria del campione sia dall'autocampo massimo. In questo paragrafo saranno esposti alcuni dei problemi riguardanti la transizione superconduttore-normale in sistemi con geometria più complessa, ma di notevole interesse pratico: i magneti superconduttori dipolari per macchine acceleratrici<sup>(3)</sup>.

C'è da osservare innanzitutto che un cavo appartenente ad un avvolgimento di un magnete dipolare presenta una maggiore disomogeneità di campo rispetto ad una porzione di cavo sistemata in un portacampioni per misure di corrente critica. Si dovrà quindi risolvere il problema di una definizione sia di campo critico sia di corrente di quench di un magnete riferendosi ai parametri utilizzati nello studio di porzioni di cavo. Nel caso di un cavo appartenente ad un avvolgimento è possibile scrivere una relazione del tipo

$$B(I,x) = B_{\text{medio}}(I) + \Delta B_{\text{max}}(I) \cdot f\left(\frac{2\pi x}{l_p}\right) \quad (69)$$

dove  $f\left(\frac{2\pi x}{l_p}\right)$  é una funzione periodica che descrive l'andamento del campo magnetico lungo il singolo strand e  $B_{\text{medio}}(I)$  é il campo medio sul conduttore ed é determinato, a meno di costanti, dalla corrente del magnete. Si ottiene cosí, analogamente al caso trattato precedentemente

$$K = \frac{a_3 \Delta B_{\text{max}}(I)}{a_2 - a_3 B_{\text{medio}}(I)} \quad (70)$$

La differenza piú rilevante nel confronto tra la (70) e la (25) é che ora  $K$  non solo dipende dalla forma del cavo e dalla corrente di trasporto (parametri contenuti in  $\Delta B_{\text{max}}(I)$ ) ma anche dalla geometria del magnete attraverso  $B_{\text{medio}}(I)$ ; inoltre la dipendenza di  $B_{\text{medio}}$  da  $I$  non consente piú l'approssimazione  $K(I_c(B_{\text{app}})) \simeq K(I_c(B_{\text{ext}}))$  dove  $B_{\text{ext}}$  era costante rispetto alla corrente trasportata dal campione di cavo. Per individuare la corrente critica é sufficiente dunque utilizzare un metodo numerico: fissato un valore di  $I_m$  si ricavano i corrispondenti  $B_{\text{medio}}(I_m)$  e  $\Delta B_{\text{max}}(I_m)$  da cui é possibile ottenere  $K$  e quindi  $G$ . Sapendo, dalla (28), che la tensione per unitá di lunghezza é

$$V_{\text{mis}} = \frac{\rho_c}{A_{\text{sc}}} \cdot \frac{I^{n+1}}{I_c^n} \cdot \frac{G}{2\pi} \quad (71)$$

Dai valori di  $G$ , ottenuti fissando diverse  $I_m$ , si può ricavare la curva  $V_{\text{mis}}(I_m)$ . Partendo da valori di  $I_m$  via via crescenti si considera il primo punto del grafico  $V_{\text{mis}}(I_m)$  per il quale viene superato il valore della corrente critica trovato con il criterio della resistività. Dall'interpolazione tra questo punto e il precedente si ottengono la tensione critica e la corrente critica del magnete.

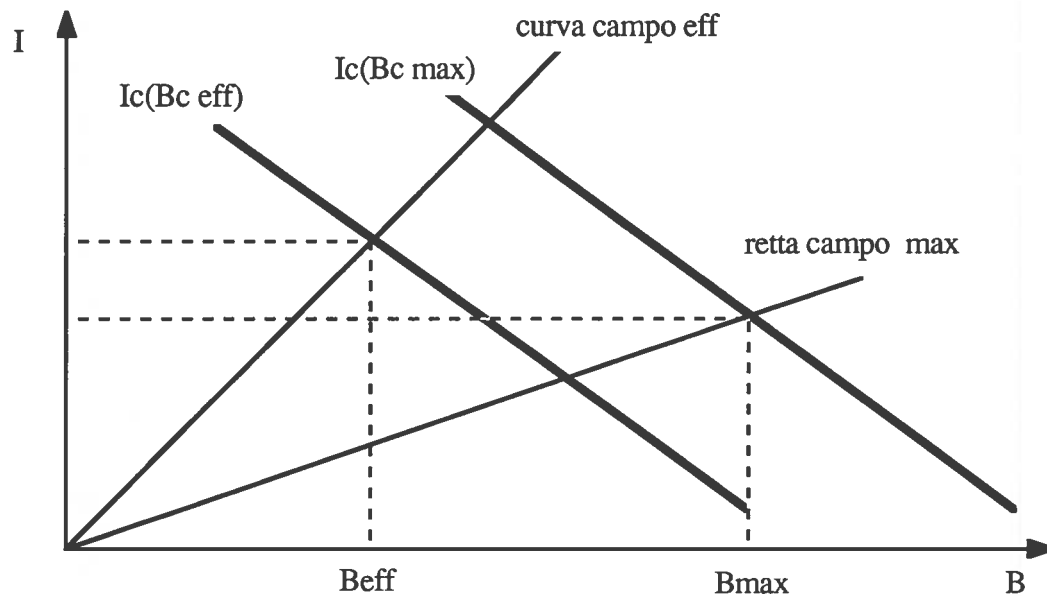
Nella figura 13 sono tracciati i grafici per la corrente critica riferita al campo massimo e al campo efficace. La curva di  $B_{\text{eff}}$  é definita da:

$$B_{\text{eff}} = B_{\text{medio}} + \frac{1}{a_3} \left( 1 - \left( \frac{2\pi}{G(I)} \right)^{1/n} \right) \cdot (a_2 - a_3 B_{\text{medio}}) \quad (72)$$

Occorre notare che la curva di campo efficace  $B_{\text{eff}}$  non ha significato fisico per correnti diverse da quella critica.

Utilizzando il modello esposto nel paragrafo precedente e il valore della corrente critica del magnete cosí trovato é possibile calcolare la corrente di quench del magnete: i valori ottenuti sono minori rispetto a quelli calcolati per un campione di cavo ( $I_q \simeq 1.01 I_c$ ). Il motivo di questa differenza é dovuto al fatto che una porzione di cavo appartenente ad un avvolgimento

superconduttore non é in grado di cedere al refrigerante il calore che può invece essere ceduto dalla stessa porzione posta in un portacampioni.



**FIG. 13** - Corrente critica di un magnete superconduttore determinata usando sia il criterio del campo massimo sia il criterio del campo effettivo

## 6.-MISURE DI CORRENTE CRITICA

La misura dei parametri caratteristici di un cavo superconduttore (corrente critica, corrente di quench e indice di qualità) é stata effettuata con due diversi metodi: il metodo "classico", che prevede l'alimentazione del cavo in esame ad un alimentatore ad alta corrente DC, ed il metodo "induttivo" con il quale la corrente viene indotta in una spira di cavo utilizzando come primario lo stesso magnete che genera il campo esterno.

Il sistema di misura "induttivo" consente di ottenere correnti sul campione fino a 60000 A (il limite massimo dell'attuale apparecchiatura per le misure con il metodo "classico" é di 10000 A) ed inoltre permette di studiare meglio gli effetti dovuti alle rapide variazioni di corrente nel cavo dal momento che é possibile disporre di rampe fino a 1000 A/sec (circa 10 volte maggiori di quelle ottenibili con il sistema tradizionale).

## 6.1.-Il magnete

Il campo magnetico esterno é generato dal magnete MA.RI.S.A.<sup>(10,11)</sup> composto da due solenoidi concentrici, che permettono di lavorare in due configurazioni diverse. Le caratteristiche principali sono riassunte nella tabella seguente:

| configurazione        | 6 T             | 8 T  |
|-----------------------|-----------------|--|
| diametro interno      | 504.0 mm        | 384.0 mm   |
| diametro esterno      | 742.0 mm        | 742.0 mm   |
| altezza               | 622.9 mm        | 622.9 mm   |
| numero di strati      | 36              | 36+10  |
| numero di spire       | 4176            | 4176+1580  |
| induttanza            | 6.4 Henry       | 9 Henry  |
| campo max (al centro) | 6.42 T (1070 A) | 8.6 T (920 A) a 4.2 K<br>10.8 T (1145 A) a 1.8 K |

## 6.2.-Metodo classico

Due o più cavi (in numero pari) sono posti in configurazione cilindrica all'interno di un controcriostato collocato nel foro del magnete e sono collegati in serie antiinduttivamente. I cavi sono alimentati tramite discendenti di corrente raffreddati dai vapori d'elio in controflusso, da un alimentatore di corrente (10 V, 10 KA DC) a basso ripple.

Il portacampioni<sup>(12)</sup> costituito essenzialmente da dischi di vetroresina (G10) nelle cui scanalature sono inserite due porzioni di cavo collegate in serie tramite una giunzione in modo tale che la corrente che scorre in essi abbia verso opposto (figura 14). Alle estremità libere dei due campioni vengono saldati gli adduttori di corrente a cui é collegato l'alimentatore, mentre le prese di tensione sono sistemate ad una distanza di circa 0.8 m (1.2 m é la lunghezza totale della scanalatura).

Il portacampioni é sostenuto da una struttura (di altezza 1.7 m) in grado di controbilanciare il momento torcente agente sui campioni.

Nel sistema così costituito si ha un consumo di elio pari a circa 30 litri/ora, determinato dagli adduttori di corrente, dalle giunzioni e dalla conduzione termica dell'elio e della struttura di sostegno.

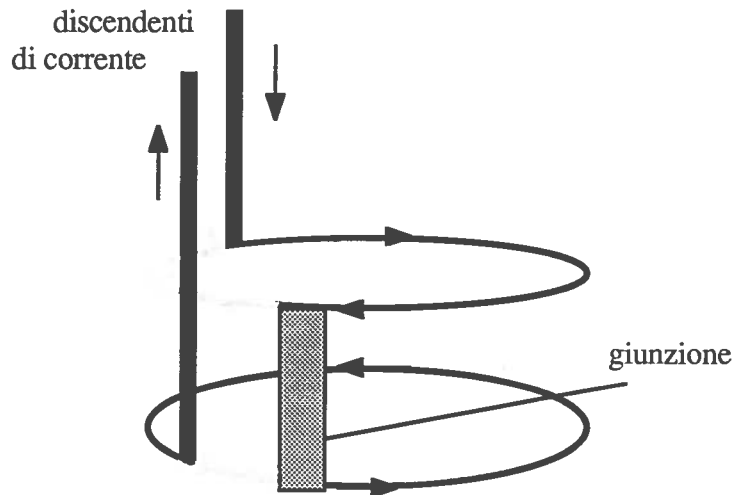


FIG. 14 - Schema dell'alimentazione

Oltre all'eccessivo consumo di refrigerante esiste il problema di come controbilanciare la forza radiale a cui sono soggetti i cavi; a 4.2 K e 5.5 T il valore massimo di questa forza per unità di lunghezza é di :

$$F_{\text{rad}} = \frac{B \cdot I}{L} = 5.5 \cdot 10^4 \text{ N/m} \quad (73)$$

Per evitare anche piccoli spostamenti degli strands all'interno del cavo, dato che potrebbero causarne una transizione precoce, si calcola la pressione a cui é necessario sottoporre il campione ipotizzando un coefficiente di attrito statico con la vetroresina di 0.1 e trascurando la presenza della scanalatura.

$$F_{\text{rad}} = \mu \cdot N = \mu \cdot P \cdot S \quad \Rightarrow \quad P = 2.75 \cdot 10^7 \text{ KPa/m} \quad (74)$$

dove  $\mu$  é il coefficiente di attrito statico,  $S$  é la superficie del cavo,  $N$  é forza la normale per unità di lunghezza del cavo.

Per ottenere questi valori di pressione é stato realizzato un sistema costituito da 2 dischi di acciaio inossidabile posti sopra e sotto il portacampioni e pressati l'uno contro l'altro con una forza di circa 440 KN per mezzo di 12 viti.

Nonostante il valore della pressione sia superiore a quello richiesto e la scanalatura assicuri una migliore stabilità meccanica, si sono verificati nel corso della misura piccoli riassetamenti degli strands. Tali spostamenti si manifestano come rumore sulla tensione misurata e talvolta determinano una prematura transizione del cavo che impedisce la valutazione della corrente critica.

Sarà mostrata ora, a titolo di esempio, la procedura seguita per la misura della corrente critica di un cavo impiegato nei dipoli deflettenti dell'acceleratore HERA di Amburgo, utilizzando il metodo classico.

In figura 15 è rappresentata la caratteristica tensione-corrente avendo fissato il campo esterno a 5.81 T e sapendo che la temperatura sul cavo è di 4.51 K. I punti appartenenti alla curva in un intorno della zona di transizione vengono quindi riportati nel grafico mostrato in figura 16 avendo posto sull'asse delle ascisse Log I, e sull'asse delle ordinate Log V.

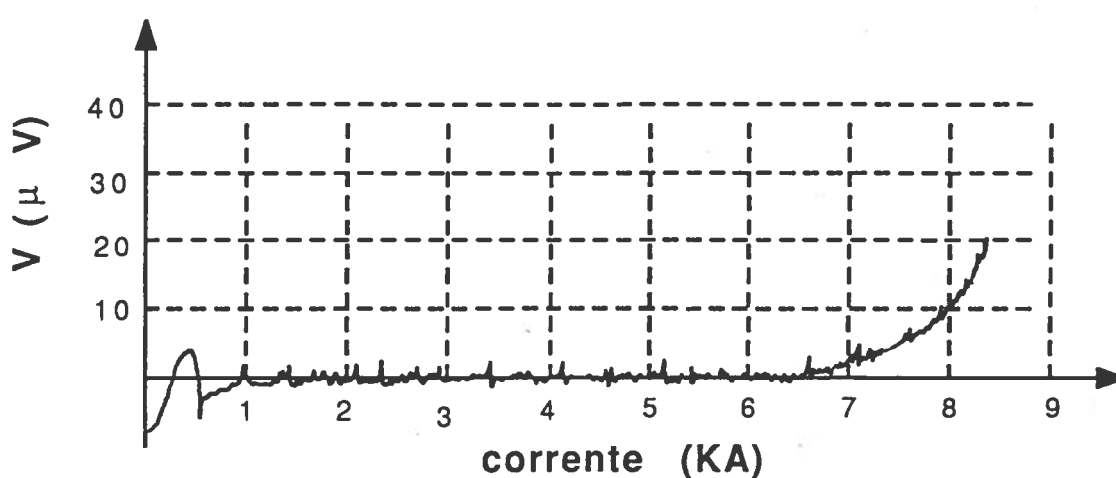


FIG. 15 - Caratteristica tensione corrente

Dalla retta che meglio approssima l'andamento dei punti sperimentali è possibile ricavare l'indice di qualità, conoscendo il coefficiente angolare, e il valore della corrente critica, considerando l'intersezione con la retta  $\text{Log } V = \text{Log } R_c + \text{Log } I$ . Dalla misura di figura 16 si sono ottenuti i seguenti risultati:  $n = 17$ ,  $I_c = 7.6 \cdot 10^3 \text{ A}$ .

A questo punto è necessario ricavare dai dati riportati il campo magnetico critico a cui riferire la misura. Nella seguente tabella sono trascritti i valori di  $B_c$  elaborati sia con il criterio del campo efficace, sia con il criterio del campo di picco ( $B_{\text{max}}$ ):

$$B_{\text{ext}} = 5.81 \text{ Tesla}$$

$$B_{\text{eff}} = 6.15 \text{ Tesla}$$

$$B_{\text{max}} = 6.28 \text{ Tesla}$$

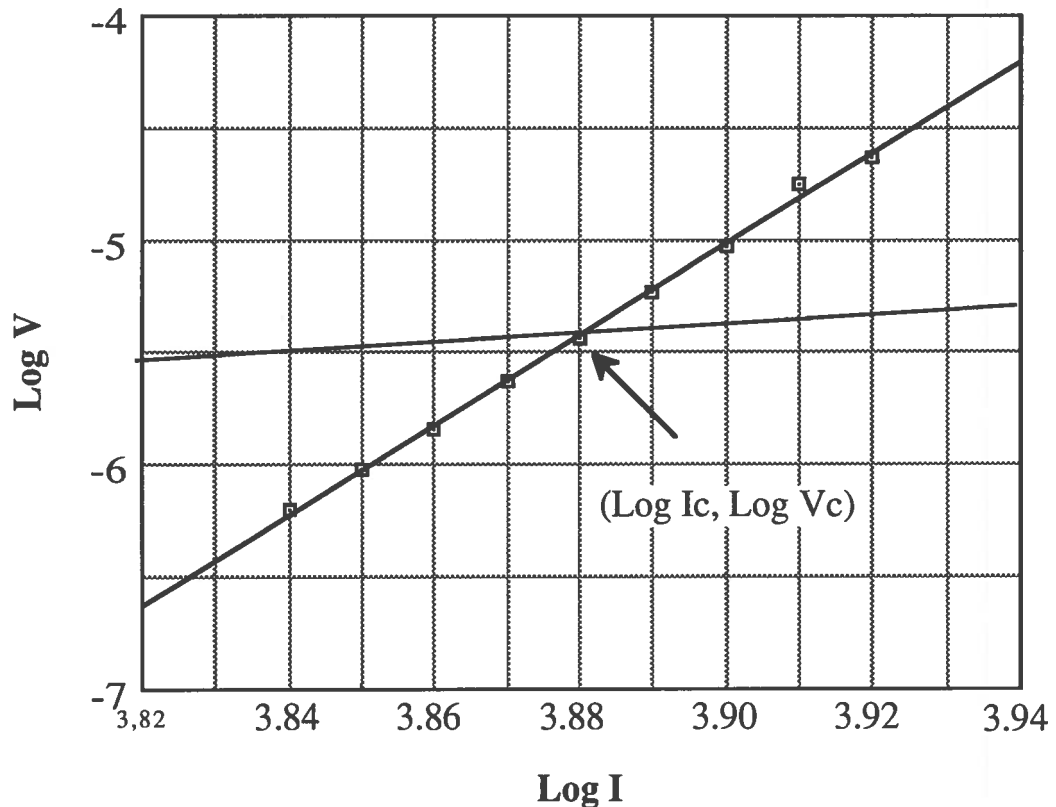


FIG. 16 - Valore della corrente critica e dell'indice di qualità

### 6.3.-Metodo induttivo

Nelle misure di correnti critiche elevate (decine di migliaia di ampere) vengono spesso utilizzati metodi induttivi per alimentare i campioni. Generalmente sono utilizzati trasformatori superconduttori realizzati per tale scopo e tutto l'apparato di misura deve essere progettato appositamente. Sarà ora descritto un metodo alternativo che non comporta la ristrutturazione dell'apparato sperimentale.

Il campione di cavo viene saldato ad una scanalatura di un anello di rame in modo da avere una spira di induttanza  $L_S$  e di resistenza  $R$  determinata dalla somma tra  $R_G$  (dovuta alla giunzione delle due estremità) e  $R_{SC}$  (che è uguale a 0 per  $I < I_C$  e lontano dalla zona di transizione); l'anello di rame viene a sua volta sistemato all'interno di un magnete superconduttore, come mostrato in figura 17. In modo schematico il sistema così costituito può essere visto come un trasformatore in cui il magnete è l'avvolgimento primario, mentre la spira di campione in esame è l'avvolgimento secondario (vd. figura 18).



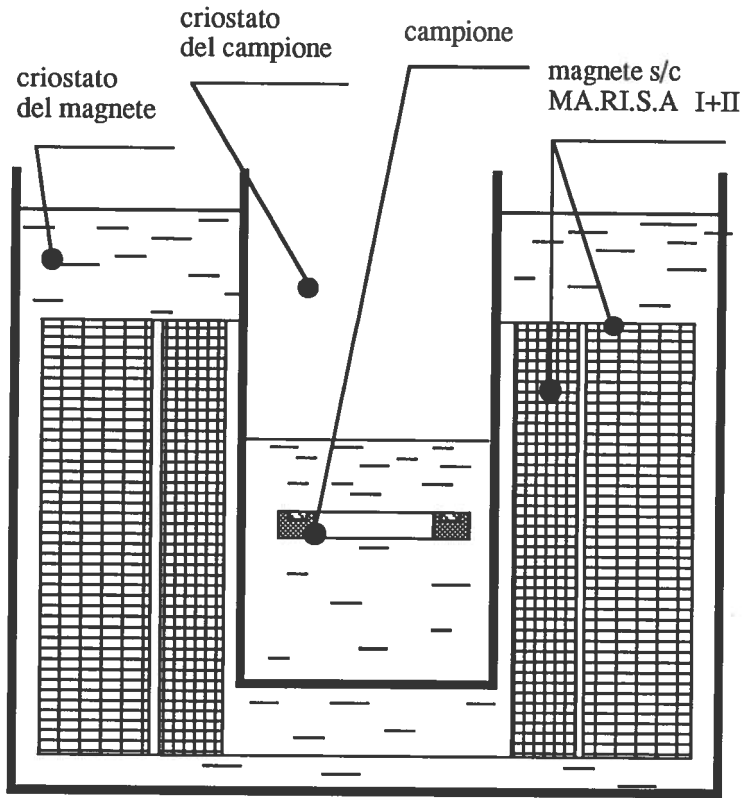


FIG. 17 - Apparato sperimentale

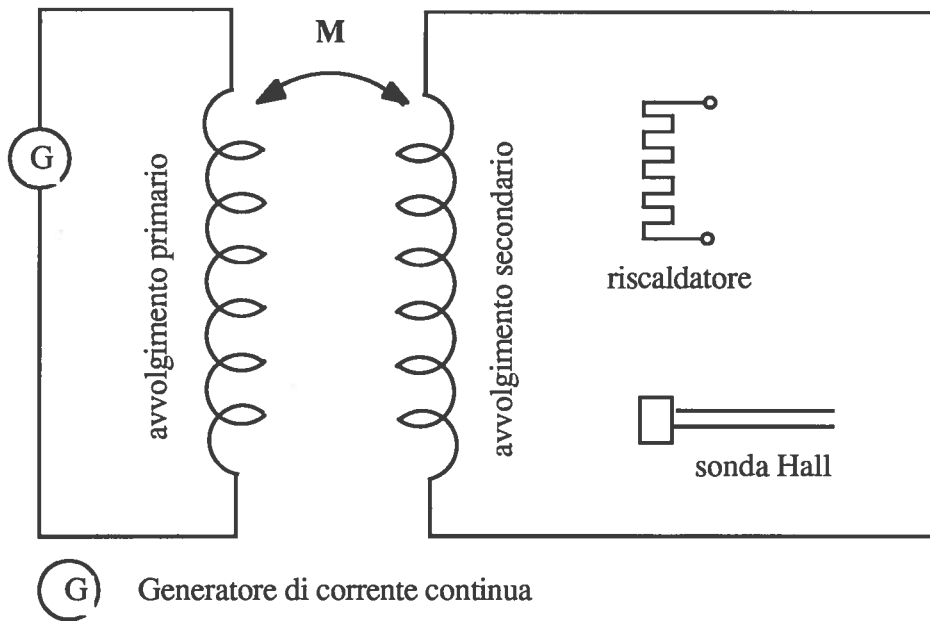


FIG. 18 - Schematizzazione del sistema

Supponendo che  $\Phi(t)$  sia il valore del flusso magnetico attraverso la spira al tempo  $t$  l'equazione differenziale per la corrente nel campione sarà data da

$$\dot{\Phi}(t) = L_S \cdot I(t) + R_G \cdot I(t) \quad (75)$$

Se  $\Phi(t)$  varia linearmente, cioè se  $\dot{\Phi}(t) = \text{cost}$ , la soluzione diventa

$$I(t) = \dot{\Phi}(t) \cdot \frac{\tau}{L_S} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (76)$$

dove  $\tau = \frac{L_S}{R_G}$ .

Derivando la (76) e considerando il limite  $t \ll \tau$  si ha

$$\dot{I}(t) = \frac{\dot{\Phi}(t)}{L_S} \quad (77)$$

da cui

$$I(t) - I(0) = [\Phi(t) - \Phi(0)] \frac{1}{L_S} \quad (78)$$

Scrivendo il flusso magnetico in funzione della corrente del magnete

$$\Phi(t) = I_{\text{mag}}(t) K \sqrt{L_P \cdot L_S} \quad (79)$$

dove  $K$  è il coefficiente di mutua induzione tra primario e secondario ed  $L_P$  è l'induttanza del magnete, è possibile ricavare il rapporto di trasformazione teorico  $\alpha$  definito come

$$\alpha = \frac{\Delta I_{\text{spira}}}{\Delta I_{\text{mag}}} = K \sqrt{\frac{L_P}{L_S}} \quad (80)$$

Se si considera la situazione opposta cioè  $t \gg \tau$  è possibile ricavare la corrente massima che può essere indotta nella spira

$$I_{\text{max}} = \dot{\Phi}(t) \frac{\tau}{L_S} = \frac{\dot{\Phi}(t)}{R_G} \quad (81)$$

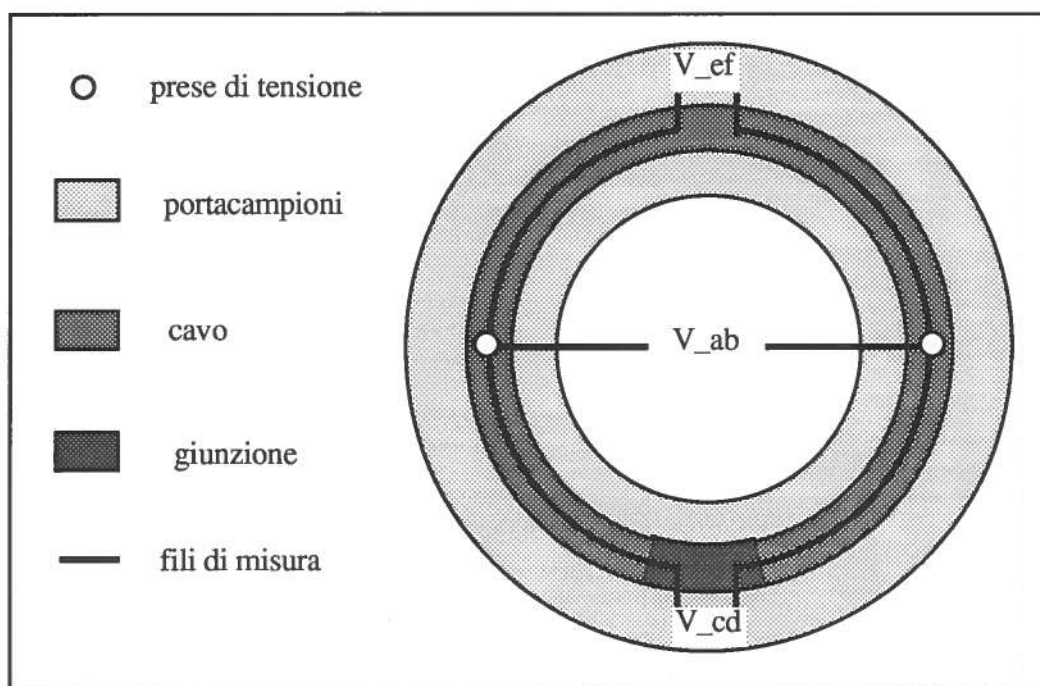
La soluzione (76) é stata trovata ipotizzando che  $\tau$  sia costante al variare della corrente. Questo non é del tutto esatto dal momento che la resistenza della spira aumenta quando la corrente si avvicina al valore critico. Si può quindi scrivere

$$\tau(I) = \frac{L_S}{R_G + R_S(I)} \quad (82)$$

C'è da osservare comunque che questa correzione non cambia i valori del rapporto di trasformazione e di corrente massima ottenuti nelle condizioni limite.

Si analizzeranno ora le tensioni misurate sul cavo quando la spira viene caricata induttivamente.

Le connessioni delle prese di tensione sulla spira e la posizione dei fili per le misure di corrente critica devono essere attentamente valutate in modo da poter ridurre al minimo la presenza di tensioni induttive, causate dalle variazioni di campo, sui segnali misurati. Per effettuare le misure vengono scelti tre diversi segnali come mostrato in figura 19.



**FIG. 19** - Posizione delle prese di tensione

$V_{AB}$ , la tensione lungo il diametro della spira, é data da

$$V_{AB} = -\frac{1}{2} \dot{\Phi}(t) + \frac{L_S}{2} \dot{I}(t) + \left( R_G + \frac{R_S}{2} \right) I(t) \quad (83)$$

Quando il cavo si trova nello stato superconduttivo lontano dalla zona di transizione,  $R_S$  può essere trascurato e, tenendo conto della (75), la (83) diventa

$$V_{AB} = \frac{R_G}{2} I(t) \quad (84)$$

L'altro segnale preso in considerazione è  $V_{CD}$ , la tensione lungo la metà della spira contenente la giunzione. C'è da osservare che i fili per le prese di tensione sono stati sistemati sul cavo nella parte interna in modo che il circuito costituito dai fili stessi e dalla metà di spira senza giunzione racchiuda il flusso magnetico generato sia dall'autocampo sia dal campo esterno; in generale si ha allora

$$V_{CD} = a_{11} \dot{\Phi}(t) - a_{21} L_S \dot{I}(t) - \frac{R_S}{2} I(t) \quad (85)$$

dove i coefficienti di accoppiamento  $a_{11}$  e  $a_{21}$  (compresi tra 0 e 1) dipendono dalla posizione dei fili e valgono 1 quando l'accoppiamento magnetico è perfetto. In queste condizioni, se nel campione scorre una corrente tale che il superconduttore sia lontano dalla regione di transizione (cioè  $R_S$  può essere trascurato), utilizzando la (75), la (85) diventa

$$V_{CD} = R_G I(t) \quad (86)$$

che consente, così come  $V_{AB}$ , la valutazione della resistenza di giunzione.

Con  $V_{EF}$ , infine, si indica la tensione lungo la metà della spira che non contiene la giunzione. Introducendo i coefficienti  $a_{12}$  e  $a_{22}$ , differenti da  $a_{11}$  e da  $a_{21}$  ma dipendenti anch'essi dalla posizione dei fili, si può scrivere

$$V_{EF} = a_{12} \dot{\Phi}(t) - a_{22} L_S \dot{I}(t) - \left( \frac{R_S}{2} + R_G \right) I(t) \quad (87)$$

che, nel limite di accoppiamento perfetto (cioè  $a_{12} = a_{22} = 1$ ), tenendo presente la (75), si riduce a

$$V_{EF} = \frac{1}{2} R_S I(t) \quad (88)$$

La misura di  $V_{EF}$  permette di conoscere la resistenza del campione e quindi di ottenere il valore critico della corrente.

## 6.4 - Apparato sperimentale per le misure induttive

In figura 17 é riportato schematicamente l'apparato per le misure di tipo induttivo: in questa sezione verranno analizzate le componenti che lo costituiscono.

### *Il riscaldatore.*

Nel corso della misura il riscaldatore viene utilizzato durante la fase di carica del magnete in modo che la potenza dissipata sul campione mantenga quest'ultimo nello stato normale e alla fine di ogni misura in modo da assicurare l'assenza di correnti residue nella spira. Il riscaldatore viene posto in contatto termico con il campione e viene isolato termicamente dal bagno di elio per evitare un eccessivo consumo di refrigerante.

É stato utilizzato un riscaldatore tipo thermofoil Minco da 7  $\Omega$ , 40 W.

### *La sonda Hall.*

Per misurare la corrente che attraversa il campione viene sistemata una sonda Hall sopra il cavo ad una distanza di circa 2 cm in modo tale che il segnale della sonda sia proporzionale al campo magnetico in direzione radiale cioè all'autocampo generato dalla corrente di trasporto del campione. Valori tipici del segnale sono dell'ordine di 1  $\mu$ V/A.

La distanza della sonda Hall dal cavo é stata calcolata tenendo in considerazione gli effetti di distribuzione disuniforme della corrente tra gli strands (che si riducono all'aumentare della distanza) e la sensibilità della misura (che aumenta al diminuire della distanza).

### *Il portacampioni.*

Come si é detto precedentemente il campione di cavo é stato saldato in una scanalatura di un anello di rame (diametro esterno 420 mm, sezione 10×100 mm<sup>2</sup>) le cui principali funzioni sono la protezione del magnete, il contenimento delle forze di Lorentz ( $\sim$  80 KN/m a 8 T e 10 KA) e la stabilizzazione elettrica e termica del cavo.

Quando il campione raggiunge la corrente di quench  $I_{S0}$  e passa nello stato normale, determina una variazione di corrente nel magnete data da

$$\Delta I_{\text{mag}} = K \sqrt{\frac{L_S}{L_P}} I_{S0} \quad (89)$$

Risolvendo le equazioni differenziali accoppiate per i due circuiti, ottenute dalla seconda legge di Kirchhoff, si trova che la tensione a cui é sottoposto l'avvolgimento primario a causa della transizione del campione é maggiorata da

$$V_{\max} = K \sqrt{\frac{L_S}{L_P}} \frac{I_{S0} R}{1-K^2} \quad (90)$$

dove con  $R$  si é indicata la resistenza del secondario quando il cavo si trova nello stato normale. Per mantenere  $V_{\max}$  inferiore a 10 V quando il cavo, alla transizione, é attraversato da una corrente di 50 KA, é necessario che  $R$  sia minore di  $4 \cdot 10^{-7} \Omega$ . Il portacampioni impiegato soddisfa questa richiesta.

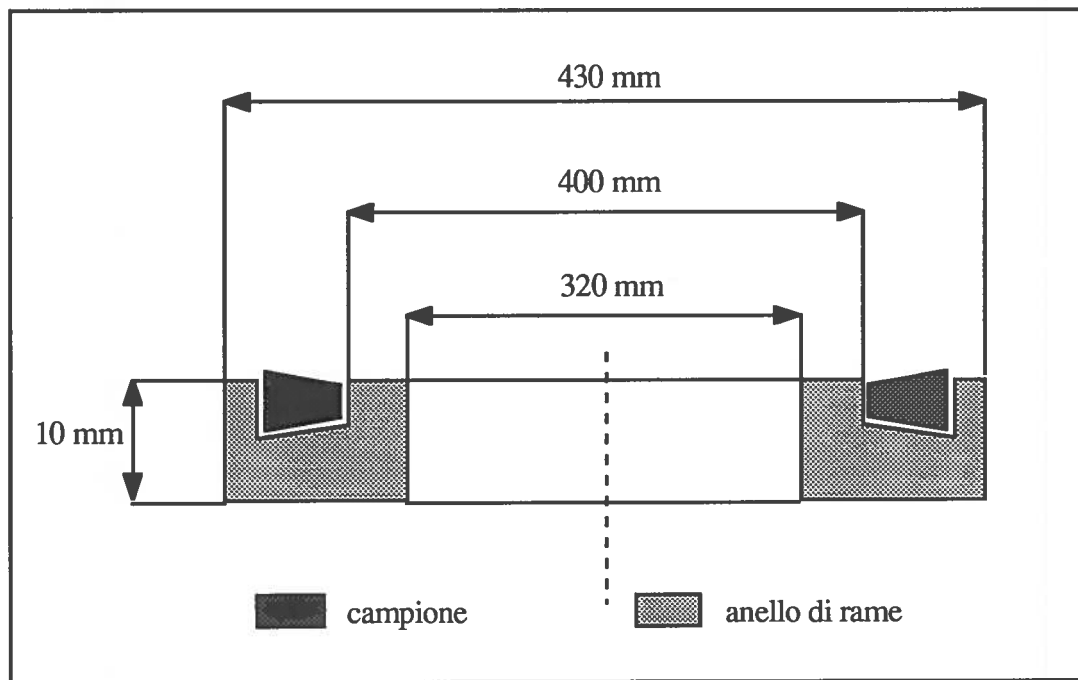


FIG. 20 - Sezione del portacampioni inserito in MA.RI.S.A.

Utilizzando una geometria di questo tipo si inoltre verificato che la forza di Lorentz in direzione radiale tra magnete e spira é bilanciata dalla struttura di rame senza che sia necessaria l'applicazione di alcuna pressione sulla spira stessa.

I cavi nel portacampioni di rame presentano una maggiore stabilit  meccanica rispetto a quanto osservato nel caso del portacampione per le misure "classiche". Il portacampioni in rame non permette riassetamenti del cavo cosicché il rapporto segnale-rumore risulta decisamente migliorato. Questa struttura permette, infine, una migliore stabilizzazione termica.

Durante la fase di progettazione si é anche tenuto conto dell'influenza della corrente che attraversa il rame calcolando in tal modo quale fosse la sezione massima dell'anello per avere un errore sulla misura non superiore allo 0.5%. La corrente che fluisce nel rame del portacampione é data da

$$\frac{I_r}{I_{sc}} = \omega \frac{\rho_c}{\rho_{cu}} \left( \frac{I_{sc}}{I_c} \right)^n \quad (91)$$

dove  $\omega$  é il rapporto tra le sezioni del rame e del cavo. Per valutare  $\omega$  é stato imposto che  $I_{cu}/I_{sc}$  sia uguale a 0.005 quando la corrente del cavo supera del 10% il valore critico.

É necessario inoltre considerare la corrente indotta sull'anello quando si verifica una variazione del campo esterno. Si trova che questa corrente é al massimo di 300 A e decade con una costante di tempo di circa 2 sec. Poiché la corrente indotta sulla spira é di 10-50 KA e decade con un tempo di  $10^2$ - $10^3$  sec ne consegue che l'effetto di induzione sull'anello non altera la misura.

## 6.5 - Calibrazione

### *Misura della corrente.*

La calibrazione per il sistema di misura della corrente é stata fatta confrontando il segnale della sonda Hall quando il campione é alimentato da un generatore esterno con quello ottenuto secondo il metodo induttivo a seguito di una variazione di corrente del primario.

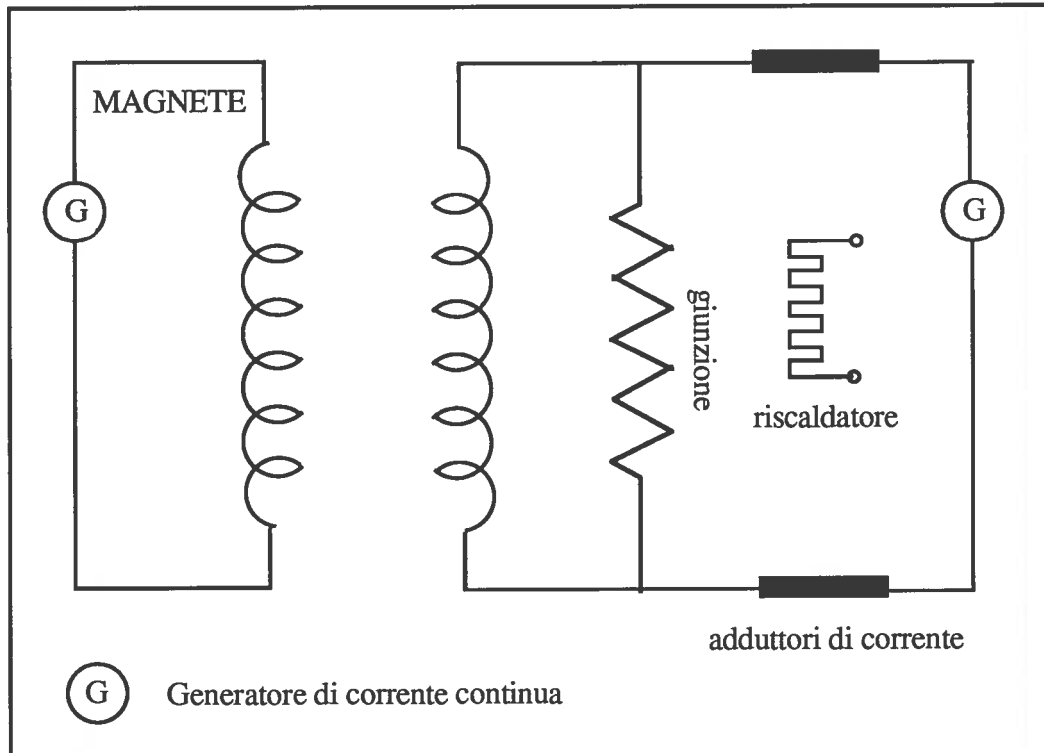


FIG. 21 - Schematizzazione dell'apparato per la calibrazione

Per misurare il primo segnale il cavo é stato collegato ad un alimentatore esterno tramite due adduttori di corrente saldati sul campione ad una distanza di circa 25 cm in modo che la zona della giunzione, dove é stato posto il riscaldatore, rimanesse completamente all'interno di questa porzione di cavo. Quando il riscaldatore é inserito, esso mantiene nello stato normale solo la zona della giunzione: la resistenza lungo il tratto di 25 cm sar  determinata allora solo dall'anello di rame ed avr  il valore di  $1.5 \mu\Omega$ . L'altra parte del cavo si trova nello stato superconduttivo e presenter  una resistenza di  $\sim 5 \text{ n}\Omega$  dovuta alle connessioni degli adduttori di corrente con il cavo. Nel corso della calibrazione il campione é stato alimentato con 1000 A.

Una sonda Hall nelle vicinanze della giunzione evidenzia che, quando il riscaldatore é alimentato, non vi é alcun passaggio di corrente. Questo permette di considerare la corrente che fluisce lungo la porzione di cavo non comprendente la giunzione, uguale a quella fornita dall'alimentatore: si pu  stimare infatti che con una tale approssimazione si commette un errore inferiore allo 0.5%.

Il valore di corrente ottenuto, in funzione del segnale in Volt fornito dalla sonda, é

$$I = V_{\text{Hall}} \cdot \text{cost} \Rightarrow \text{cost} = 5.78 \cdot 10^6 \text{ A/V} \quad (92)$$

Una volta conosciuto il rapporto segnale-corrente per la sonda Hall é possibile utilizzare quest'ultima per le misure di corrente nell'apparato induttivo.

Occorre tener presente che il segnale della sonda Hall risulta sempre affetto da un segnale di zero dipendente linearmente dal campo applicato. Ci  é dovuto al non perfetto allineamento della sonda con il campo magnetico.

### *Misura dell'induttanza*

Per misurare l'induttanza della spira di cavo si utilizza ancora il sistema descritto per la calibrazione della sonda Hall. Conoscendo la velocit  di carica dell'alimentatore e considerando valori di corrente lontani dalla corrente critica, si deduce per il segnale  $V_{AB}$  la seguente espressione:

$$V_{AB} = \frac{L_S}{2} \dot{I} \quad (93)$$

Per un cavo dei dipoli di HERA si é ottenuto  $L_S = 1.22 \mu\text{H}$  in pieno accordo con il valore calcolato tenendo conto solo della geometria del sistema.

### *Misura del rapporto di trasformazione*

Analogamente al caso precedente anche per il rapporto di trasformazione si possono confrontare i risultati sperimentali con quelli previsti. Il valore teorico di  $\alpha$  si determina



conoscendo la mutua induzione tra primario e secondario che vale  $M = 8.0 \cdot 10^{-4} \text{H}$  e che é stata ottenuta considerando la geometria dell'apparato; il valore sperimentale di  $\alpha$  si trova invece conoscendo il rapporto segnale-corrente della sonda ricavato dalla calibrazione. Anche in questo caso si trova che i due risultati sono compatibili.

#### *Misura della costante di tempo*

Per ricavare  $\tau$  viene indotta nel secondario una certa corrente a seguito di una variazione di flusso. Supponendo che la fase di carica abbia una durata di  $T$  secondi si può scrivere

$$I_S(t) = \alpha \tau \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \cdot \eta \quad \text{per } t < T \quad (94)$$

dove  $\eta = \frac{dI_P}{dt}$  é supposto costante.

Quando cessa la fase di carica la corrente, che avrà raggiunto il suo valore massimo, inizierà a decadere secondo una legge esponenziale

$$I_S(t) = I(T) e^{-(t-T)/\tau} \quad \text{per } t > T \quad (95)$$

Il valore di  $\tau$  potrà essere facilmente ricavato dall'andamento di questa curva.

#### *Misura della resistenza di giunzione*

Si tratta di un parametro molto importante dal momento che, se il valore di  $R_G$  é superiore a  $10^{-8} \Omega$ , risulta praticamente impossibile effettuare misure di corrente critica: per tali valori della resistenza di giunzione, infatti, il tempo di decadimento della corrente nella spira diviene dello stesso ordine di grandezza del tempo di carica.

Per ottenere  $R_G$  é sufficiente considerare il rapporto  $\frac{\tau}{L_S}$ , oppure i segnali  $V_{AB}$  e  $V_{CD}$  in funzione della corrente (dalle equazioni (84) e (86)) quando il cavo si trova lontano dalla zona di transizione.

#### *Il rapporto di trasformazione reale*

Il rapporto di trasformazione, in realtà, risulta essere quello ideale solo per cambiamenti relativamente lenti della corrente di trasporto. Infatti variazioni troppo rapide dell'autocampo, durante la fase di carica, potrebbero indurre correnti nei circuiti formati da filamenti di uno stesso strand e dalla resistenza trasversa. Queste correnti di accoppiamento tra filamenti decadono con una costante di tempo

$$\tau^* \simeq \text{cost} \cdot L_F \cdot \frac{R_T}{R_G} \quad (96)$$

dove  $L_F$  é l'induttanza di un filamento,  $R_T$  é la resistenza trasversa,  $R_G$  é la resistenza di giunzione.

Nel corso della misura si é cercato di stimare  $\tau^*$  per i valori limite di campo, ottenendo  $\tau^* \simeq 200$  sec.

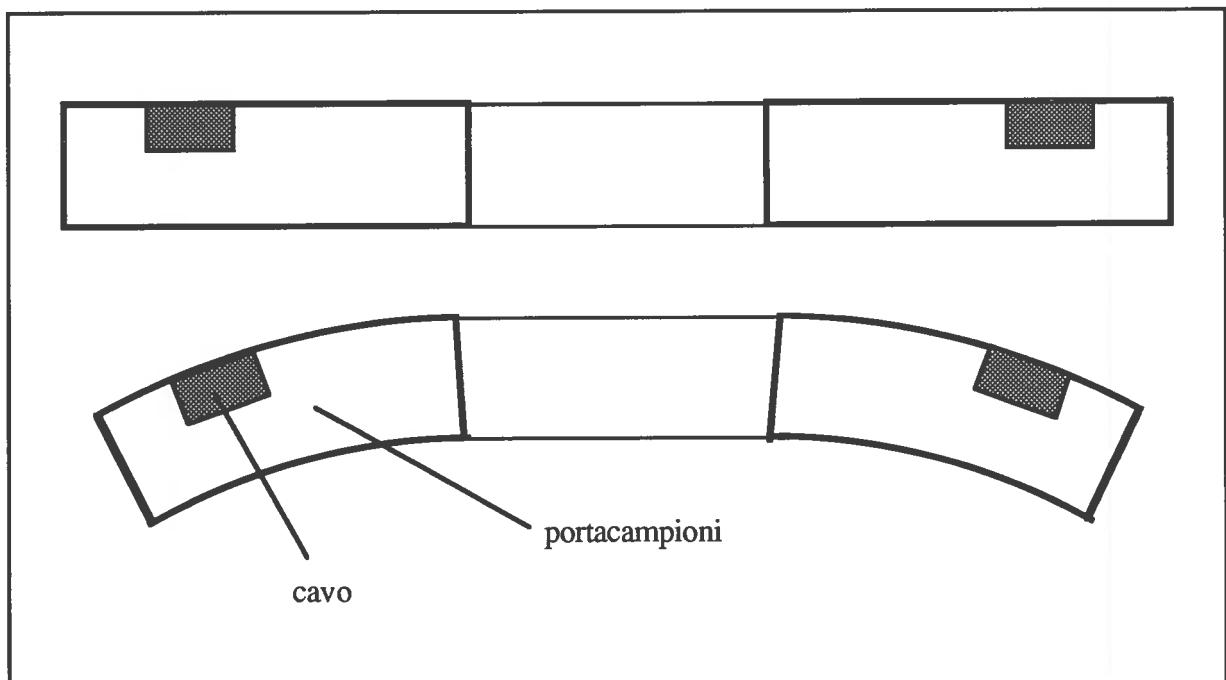
Se il tempo richiesto per la misura di corrente critica é minore di  $\tau^*$ , l'effetto di accoppiamento determina una disuniforme distribuzione della corrente fra gli strands e quindi una riduzione del rapporto di trasformazione.

### *Problemi connessi al tipo di misura*

In questa sezione verrà analizzato in dettaglio un problema sorto nel corso delle misure con il metodo induttivo.

Dal momento che la sonda Hall misura l'intensità dell'autocampo generato dalla corrente di trasporto, ad una prima valutazione sembra necessario, per ottimizzare il segnale, vincolare la sonda stessa al portacampioni; procedendo in tale modo, infatti, si potranno ridurre gli eventuali movimenti relativi che si verificano soprattutto durante le variazioni di temperatura.

Accade, però, che, a causa della forza di accoppiamento tra la corrente del campione e quella del magnete, l'anello di rame subisce una lieve deformazione, come mostrato in figura 22.



**FIG. 22** - Deformazione dell'anello di rame visto in sezione

Il conseguente spostamento della sonda Hall, fissata al portacampioni, rispetto all'asse del magnete può modificare in maniera non trascurabile (e non controllabile) il segnale di zero (cioè il segnale misurato a corrente nulla) rendendolo così non più lineare con il campo esterno. In figura 23 sono rappresentate le diverse posizioni in cui può trovarsi la sonda rispetto al cavo.

Nel caso (A), quando  $\alpha > 0$  (dove con  $\alpha$  si è indicato l'angolo formato dalla sonda con l'asse del cavo), il segnale di zero diminuisce a causa della deformazione dell'anello di rame; viceversa, quando  $\alpha < 0$  (caso (B)) si ha un aumento del segnale di zero. Dalle misure effettuate si è ottenuto che a 5 T e 10000 A sul campione la variazione dell'angolo  $\alpha$ , a causa dell'accoppiamento tra la corrente del magnete e quella del cavo quando la sonda è vincolata al portacampioni, è di circa  $6 \cdot 10^{-3}$  rad. Poiché le misure vengono sempre effettuate riducendo la corrente del magnete (perché la forza di Lorenz sia sempre diretta verso l'esterno dell'anello), questo spostamento porta ad una riduzione del segnale di zero quando questo si somma al segnale dovuto all'autocampo e ad un aumento nel caso opposto. Il risultato di questo effetto è una apparente riduzione della corrente misurata.

Per non incorrere in questo inconveniente, non potendo aumentare lo spessore dell'anello per non aumentare la sezione del rame in parallelo al superconduttore, la sonda è stata fissata, con un apposito sostegno, ad una flangia in lega d'alluminio a cui il portacampioni è connesso.

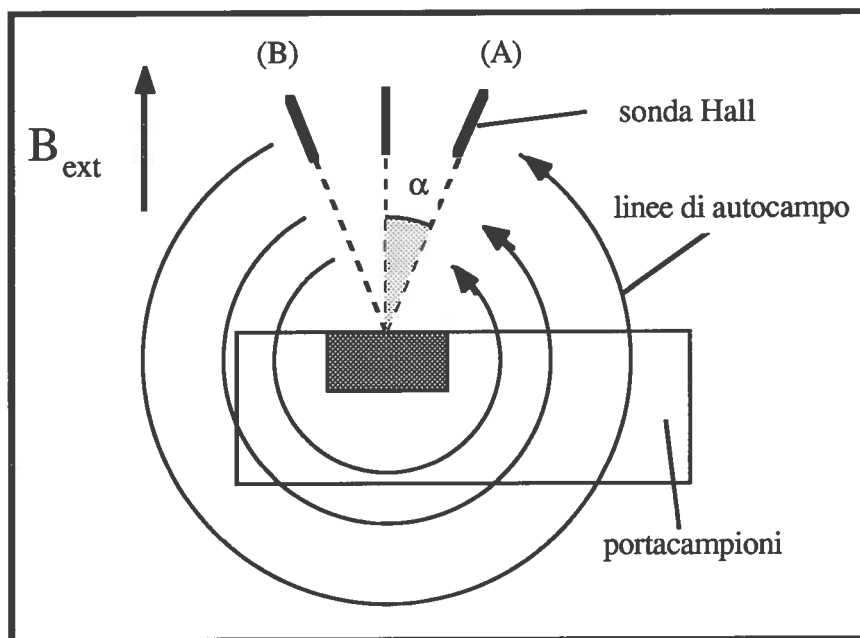


FIG. 23 - La posizione della sonda Hall

## 6.6 - Applicazione del metodo induttivo

Sarà mostrata ora, come esempio, la misura di corrente critica effettuata su un cavo utilizzato per i dipoli di HERA applicando il metodo induttivo.

Innanzitutto il magnete viene caricato con rampa lineare fino al raggiungimento del campo  $B_0$ . Durante questa fase il riscaldatore rimane inserito in modo che il campione sia mantenuto nello stato normale e quindi le correnti indotte sulla spira decadano in tempi brevi (dell'ordine di qualche secondo).

Quando il campo esterno vale  $B_0$ , il riscaldatore viene spento, e sulla spira, che si trova ora nello stato superconduttivo, non circola corrente. La corrente viene quindi indotta nel cavo riducendo la corrente dal magnete per avere la forza di Lorentz applicata verso l'esterno della spira ed assicurare quindi stabilità meccanica al sistema.

Il campo viene ridotto con rampa lineare per avere una tensione induttiva (dovuta al non perfetto accoppiamento tra il cavo e i fili di misura) costante fino a misurare tensioni ( $V_{EF}$ ) resistive dell'ordine di 10-20  $\mu V$  così da poter ricavare la corrente critica nel modo descritto nel paragrafo 6-2. In questo caso bisogna però tener conto della variazione di campo durante la misura. Se non intervengono quench, la corrente viene lasciata decadere ottenendo una curva di transizione analoga a quella ottenuta in carica con il vantaggio però di avere il campo applicato costante. La caratteristica tensione-corrente è mostrata in figura 24.

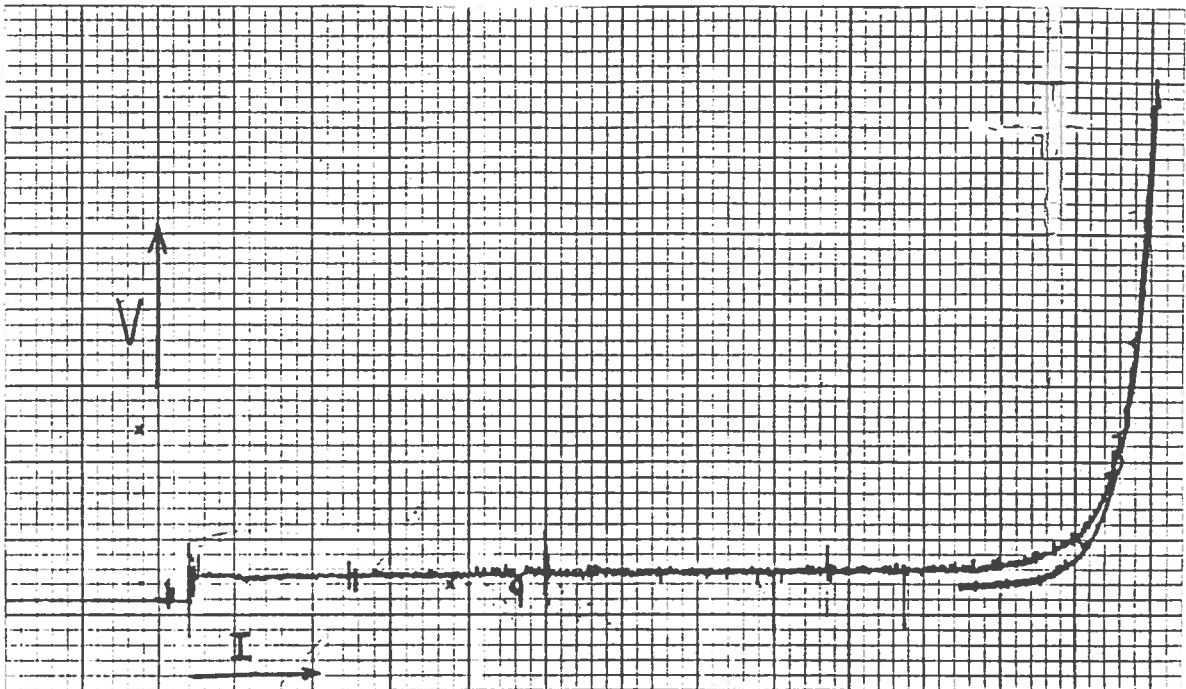
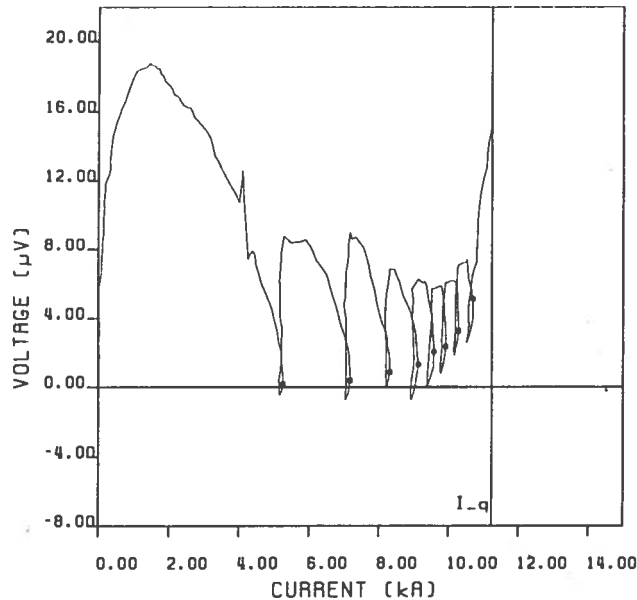


Fig.24 - Caratteristica tensione corrente (misura eseguita a  $\dot{I} = \text{cost}$ )

Per verificare la correttezza della misura di corrente occorre controllare che il valore di corrente misurato corrisponda a quello calcolato dal rapporto di trasformazione per una variazione nota del

campo magnetico. Questo si ottiene variando il campo di una certa quantità  $-\Delta B$ ; inizialmente  $V_{EF}$  aumenta a causa della componente induttiva. Quando  $\dot{I} = 0$ , cioè quando la corrente raggiunge il valore massimo, allora la tensione  $V_{EF}$  non ha più componente induttiva, ma solo componente resistiva, che è nulla lontano dalla corrente critica. Dal punto a  $V_{EF} = 0$ , cioè dove la variazione di corrente è nulla, si ottiene il valore di corrente che deve essere confrontato con quello calcolato. Nel calcolo occorre tener conto del decadimento della corrente dovuto alla resistenza della giunzione (vd. eq. (94)).

Questo procedimento può essere ripetuto diverse volte, evidenziando, per ogni "salto", il punto di massimo della corrente, come mostrato in figura 25, fino alla transizione del campione. Dall'interpolazione di questi punti verrà ricavata la caratteristica tensione-corrente del campione.



**FIG. 25** - Caratteristica tensione corrente (misura eseguita prendendo i punti a  $\dot{I} = 0$  per una serie di incrementi  $\Delta I$ )

Analogamente al procedimento utilizzato per elaborare le misure "classiche", il valore della corrente critica viene determinato dall'intersezione tra la retta

$$\text{Log } V = \text{Log } R_c + \text{Log } I \quad (97)$$

e la retta che meglio interpola, nella zona di transizione, i valori misurati. Dal coefficiente angolare di quest'ultima si ottiene l'indice di qualità. I risultati ottenuti (alla temperatura costante di 4.22 K) sono stati:  $n = 10$ ;  $I_c = 1.06 \cdot 10^4$  A.

Per conoscere il campo magnetico critico a cui riferire la misura, i dati sono stati elaborati utilizzando sia il criterio del campo efficace, sia il criterio del campo di picco. Nella seguente tabella sono riportati i risultati:

$$B_{\text{ext}} = 4.21 \text{ Tesla}$$

$$B_{\text{eff}} = 4.68 \text{ Tesla}$$

$$B_{\text{max}} = 4.86 \text{ Tesla}$$

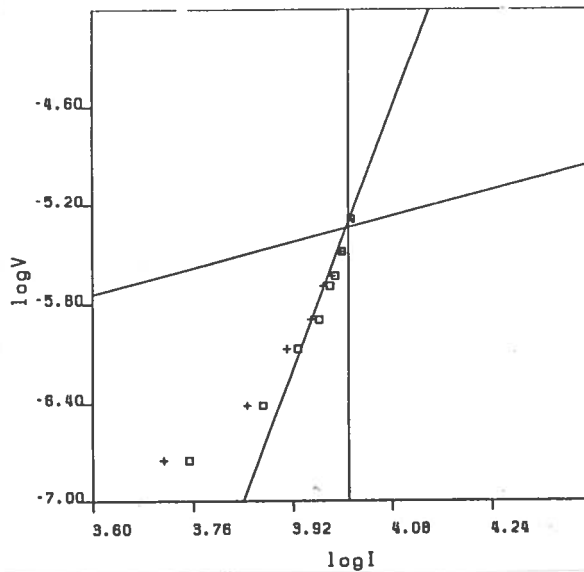


FIG. 26 - Valore della corrente critica e dell'indice di qualità

Per poter verificare la validità del metodo induttivo, è stata misurata la corrente critica del medesimo cavo utilizzando il metodo classico.

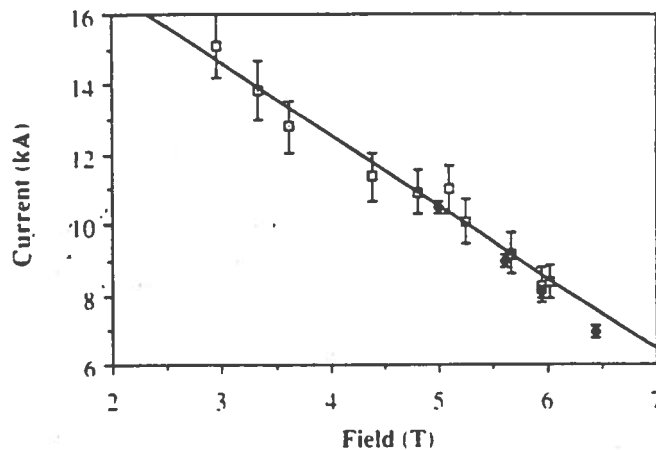


Fig.27 - Misure effettuate sul cavo LMI utilizzando sia il metodo classico, sia il metodo induttivo

Come si può osservare dalla figura 27, dal confronto fra i risultati é lecito affermare che le misure ottenute con i due diversi sistemi (con □ si sono indicate quelle induttive, con ♦ quelle classiche) sono compatibili.

## 7. - CONCLUSIONI

Gli studi svolti sui problemi legati alle misure di corrente critica su cavi superconduttori per alta corrente hanno portato allo sviluppo di modelli per il calcolo del campo magnetico critico e per la previsione della corrente di quench di cavi e di magneti. Si é definito un campo critico efficace, che tenga conto della geometria del cavo e dell'apparato di misura, in contrapposizione con il campo massimo, generalmente usato nell'elaborazione delle misure di corrente critica. La relazione tra corrente di quench di cavi o di magneti e corrente critica del cavo é stata ricavata partendo da un modello che tiene conto del dettaglio della transizione, dello scambio termico e dell'autocampo.

É stato inoltre sviluppato un metodo per misura di corrente critica fino a 60 KA in cui il cavo viene caricato induttivamente da variazioni del campo del magnete. Questo metodo ha permesso di misurare le correnti critiche di alcuni prototipi di cavi per i dipoli di LHC.

## BIBLIOGRAFIA

- 1 "Self field effects in the critical current measurements of superconducting wires and cable "  
P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi, S.Pepe, R.Vaccarone  
Cryogenics, Vol.29, Settembre 1989, Pag.920
- 2 "Effect of the n-value and the field inhomogeneity on the quench current of superconducting cables"  
P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi, R.Vaccarone  
IEEE Trans. on Magn., 26 (6), Novembre 1990, Pag.3046
- 3 "Field inhomogeneity effect on the relation between short sample critical current and the quench current of high field dipole magnets"  
P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi  
Proceedings MT11, Tsukuba 1989, (Elsevier Applied Science), p.297

- 4 "Critical current measurements of S/C cables for HERA dipole magnets using the facility MA.RI.S.A."  
P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi, R.Vaccarone  
Proceedings MT11, Tsukuba 1989, (Elsevier Applied Science), p.136
- 5 "Inductive method for critical current measurements of superconducting cables for high energy physics applications"  
P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi  
Nuclear Instruments and Method, A302, 1991, p.27
- 6 "Electrical measurements up to 8 T on the cables for LHC dipole magnets"  
P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi, S.Pepe, A.Menicatti, G.Zappavigna  
in pubblicazione su IEEE Trans. on Magn.
- 7 "Critical current measurements on superconducting cables"  
M.Garber, W.B.Sampson, M.J.Tannenbaum  
IEEE Trans. on Magn., MAG-19, 1983, p.720
- 8 "Empirical scaling formulas for critical current and critical field for commercial NbTi"  
M.S.Lubell  
IEEE Trans. on Magn., MAG-19, 1983, p.754
- 9 Stabilization of superconducting magnetic systems  
V.A.Al'tov, V.B.Zenkevich, M.G.Kremlev, V.V.Sichev  
Ed. K.Mendelshon, K.D.Timmerhaus, Plenum Press, New York, 1977
- 10 "MARISA, a test facility for research in applied superconductivity"  
P.Fabbricatore, A.Parodi, R.Parodi, R.Vaccarone  
Proceedings ICEC12, Southampton 1988, (Butterworths), p.879
- 11 "The upgrading of MA.RI.S.A. facility from 6.5 to 10 Tesla: design, construction and preliminary test"  
S.Angius, P.Fabbricatore, R.Marabotto, R.Musenich, R.Parodi, M.Perrella, S.Pepe, R.Vaccarone  
Proceedings MT11, Tsukuba 1989, (Elsevier Applied Science), p.218
- 12 "A multiple sample holder for  $J_c$  measurements on HERA cables"  
P.Fabbricatore, A.Matrone, A.Parodi, R.Parodi, C.Salvo, R.Vaccarone



Proceedings ICEC 12, Southampton 1988, (Elsevier Applied Science), p.903

- 13 "Calculation of the effective critical field of the cable for LHC dipole magnets"  
P.Fabbricatore, R.Musenich, R.Parodi  
INFN/TC-90/08, 1990