

UNIVERSITÀ DI PISA



Facoltà di Ingegneria

Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Elettrica

Titolo della tesi

Studio e caratterizzazione del comportamento magnetico dell'acciaio Fe-9Cr in funzione della temperatura

Relatori:

Prof. Bernardo Tellini

Ing. Mirko Marracci

Candidato:

Luca Del Freo

Anno accademico 2012/2013

Data di laurea: 10 giugno 2013

SOMMARIO

Lo scopo di questo studio è la valutazione delle caratteristiche magnetiche di un provino di acciaio ferro martensitico Fe-9Cr in funzione della temperatura. L'acciaio Fe-9Cr è un materiale "candidato" come elemento strutturale nei futuri reattori a fusione nucleare. Questi acciai sono stati sviluppati per semplificare lo stoccaggio e lo smaltimento, dopo la messa fuori servizio, delle strutture radioattive presenti nei reattori a fusione. In particolare l'acciaio Fe-9Cr risulta un materiale ad attivazione ridotta, caratteristica importante per migliorare gli aspetti della sicurezza nelle centrali nucleari a fusione di prossima generazione.

Le proprietà magnetiche e le perdite per isteresi del campione, un circuito magnetico di forma toroidale, sono state valutate in condizioni quasi statiche per limitare le perdite dovute a correnti parassite. Le misure sono state effettuate sia a temperatura ambiente sia alla temperatura di 550 °C, prevista durante il funzionamento della macchina, su un provino a circuito magnetico chiuso tramite metodo induttivo. Parallelamente allo scopo di studiare il comportamento in funzione della temperatura, obiettivo del presente lavoro è stato quello di mantenere un'adeguata semplicità nella realizzazione del provino e degli avvolgimenti primario e secondario e di fornire al contempo nuove misure per un confronto con i dati disponibili in letteratura ottenuti tramite utilizzo di magnetometri su campioni a circuito aperto.

L'uso di una tecnica di misura induttiva permette di realizzare un sistema di misura non invasivo e di facile gestione per l'acquisizione delle grandezze elettriche ai capi degli avvolgimenti di eccitazione e di misura. Alla temperatura di interesse, particolare attenzione è necessaria per evitare corto circuiti tra spire degli stessi avvolgimenti e contatti diretti tra l'avvolgimento di misura e il provino stesso. Sono presentate in dettaglio le tre configurazioni impiegate durante i test, per ciascuna delle quali sono esposte le analisi condotte in fase preparatoria al fine di valutare eventuali criticità derivanti dall'elevato stress termico.

I risultati sperimentali ottenuti sono presentati e discussi alla luce di modelli accreditati di isteresi magnetica, tra cui in particolare il modello di Ising. In particolare sono stati analizzati alle due temperature i valori di saturazione, magnetizzazione residua e campo coercitivo. Sono stati comunque anche analizzati la curva di prima magnetizzazione e i cicli minori simmetrici.

Indice

PROPRIETA' DEI MATERIALI MAGNETICI.....	7
1.1. INTRODUZIONE (MAGNETIZED MEDIA).....	7
1.2. PROCESSO DI MAGNETIZZAZIONE E ISTERESI – APPROCCIO MACROSCOPICO	9
1.3. MATERIALI MAGNETICI	11
1.3.1. DIAMAGNETISMO.....	11
1.3.2. PARAMAGNETISMO	14
1.3.3. FERROMAGNETISMO.....	16
1.4. ISTERESI MAGNETICA.....	20
1.4.1. PRINCIPALI PARAMETRI DEL CICLO DI ISTERESI.....	23
1.4.2. ENERGIA E CICLO DI ISTERESI.....	24
ORDINE MAGNETICO E FENOMENI CRITICI	26
2.1. TEORIA DEL PARAMAGNETISMO E DEL DIAMAGNETISMO	26
2.1.1. TEORIA DEL DIAMAGNETISMO DI LANGEVIN.....	26
2.1.2. TEORIA DEL PARAMAGNETISMO DI LANGEVIN	29
2.1.3. LEGGE DI CURIE-WEISS	31
2.1.4. TEORIA DEL PARAMAGNETISMO DI WEISS.....	32
2.1.5. CRITICA ALLA TEORIA DI LANGEVIN-WEISS.....	33
2.2. TEORIA DEL FERROMAGNETISMO.....	34
2.2.1. TEORIA DEL CAMPO MEDIO DI WEISS	35
2.2.2. TEMPERATURA DI CURIE E MODELLO DEL CAMPO MEDIO	37
CARATTERISTICHE DEL Fe-9Cr E DEL PROVINO MAGNETICO.....	38
3.1. ACCIAI FERROMARTENSITICI.....	38
3.1.1. COMPOSIZIONE ACCIAIO Fe-9Cr	39
3.1.2. IMPIEGO ACCIAIO Fe-9Cr	39
3.2. PROVINO TOROIDALE ACCIAIO Fe-9Cr	41
SISTEMA DI MISURA	46
4.1. PROCEDIMENTO DI MISURA – TECNICA VOLTAMPEROMETRICA	46
4.1.1. SCELTA DELLA FREQUENZA OPERATIVA	49
4.2. STRUMENTAZIONE E SISTEMA DI MISURA PER LA CARATTERIZZAZIONE DELL' ACCIAIO Fe-9Cr IN FUNZIONE DELLA TEMPERATURA.....	55
4.2.1. CONFIGURAZIONE 1 – VERNICE SILICONICA THERMOSPRAY 500A	61
4.2.2. CONFIGURAZIONE 2 – GUAINA IN FIBRA TUBOLARE TECSIL®	72
4.2.3. CONFIGURAZIONE 3 – NASTRO FIBROCERAMICO INTRECCIATO PYROTAPE 682TB™ 79	
4.3. CICLI DI ISTERESI MAGNETICA RILEVATI – CONFIGURAZIONE 3.....	84

4.3.1. PROPRIETA' MAGNETICHE PROVINO TOROIDALE Fe-9Cr – CONVERSIONE NEL SISTEMA CGS	88
ANALISI DEI RISULTATI E VALUTAZIONE DEL COMPORTAMENTO MAGNETICO.....	90
5.1. DIPENDENZA DALLA TEMPERATURA DELLE PROPRIETA' MAGNETICHE.....	90
5.2. DISCUSSIONE DEI RISULTATI.....	95
5.2.1. MODELLAZIONE E OSSERVAZIONI FISICHE – MODELLO ISOTROPICO DI ISING 95	
5.2.2. ANALISI DEI DATI SPERIMENTALI.....	98
5.3. CONCLUSIONI E SVILUPPI FUTURI	106
GLOSSARIO	108
BIBLIOGRAFIA.....	111

Capitolo 1

PROPRIETA' DEI MATERIALI MAGNETICI

1.1. INTRODUZIONE (MAGNETIZED MEDIA)

Nel settembre del 1820 Hans Christian Oersted dimostrò che elettricità e magnetismo sono fenomeni collegati. In poche settimane, André Marie Ampère, elaborando la scoperta di Oersted ed effettuando le proprie verifiche, interpretò il magnetismo dei materiali come elettricità in movimento che circola attorno a “molecole elettrodinamiche”. Le basi dell’elettromagnetismo furono poste in queste poche settimane, per essere finalizzate in meno di 50 anni dalla formulazione delle equazioni di Maxwell. Al giorno d’oggi sappiamo che queste correnti esistono, ma sono di natura meccanico-quantistica; rientrano nello scenario Maxwelliano sia attraverso il concetto di momento magnetico permanente, sia attraverso la combinazione del pensiero classico e quantistico nella descrizione della loro relazione con il momento magnetico elettronico. Un campione di materiale è fondamentalmente descritto, dal punto di vista delle proprietà magnetiche, come un insieme di momenti magnetici, risultanti dal movimento degli elettroni. Per la teoria classica gli elettroni orbitanti generano delle correnti microscopiche e sono dotati di un momento magnetico $\mathbf{m} = - (e/2m_e)\cdot\mathbf{L}$, dove e e m_e sono rispettivamente carica e massa dell’elettrone, mentre \mathbf{L} è il momento angolare. La meccanica quantistica rende il concetto di momento magnetico elettronico fisicamente coerente, oltre a fornire il concetto base di momento magnetico associato con il momento angolare di spin.

Quando si scrivono le equazioni dell’elettromagnetismo e si assegna un significato al valore delle quantità fisiche coinvolte, si guarda al materiale come un continuo: questo significa che tutte le complessità su scala atomica vengono perse. In particolare, le correnti interne di origine meccanico-quantistica sono conservate come media su un volume elementare ΔV , sufficientemente piccolo da essere definito come locale rispetto alle dimensioni del problema, ma grande abbastanza rispetto alle grandezze atomiche. Queste correnti (dette amperiane), risultanti dal moto degli elettroni a livello atomico, non causano nessun flusso di carica attraverso il corpo; la densità di corrente associata viene definita $\mathbf{j}_M(\mathbf{r})$ e si esprime come il rotore di un’altra funzione vettoriale $\mathbf{M}(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{j}_M(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) \tag{1.1}$$

La quantità $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ è definita “magnetizzazione” e può essere dimostrato che se il volume elementare contiene un certo numero di momenti vettoriali è $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \sum_i \mathbf{m}_i / \Delta V$. In base all’Eq. (1.1) è possibile descrivere gli effetti magnetici conseguenti a correnti esterne stazionarie in presenza di materia. Se queste correnti sono fatte circolare in assenza di materia, il vettore densità di flusso magnetico \mathbf{B} è dato dalla legge di Biot-Savart, che nella forma differenziale è espressa come:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_e \quad (1.2)$$

dove \mathbf{j}_e è la densità di corrente di alimentazione e $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m è la costante magnetica (chiamata permeabilità magnetica del vuoto). L'analisi delle leggi di Biot-Savart mostra che il vettore \mathbf{B} è solenoidale, cioè obbedisce all'equazione $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ [2]. Quest'ultima e l'Eq. (1.2) determinano il vettore \mathbf{B} unicamente per una data \mathbf{j}_e .

In presenza di materiali magnetici, sia le correnti di alimentazione esterne e le correnti medie microscopiche interne contribuiscono al campo di induzione \mathbf{B} ; di seguito le equazioni base:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{j}_e + \mathbf{j}_M) \quad (1.3)$$

Al fine di caratterizzare il provino di acciaio magnetico Fe-9Cr si è scelta la tecnica del metodo Voltamperometrico (vedi Capitolo 4.1): lo stato del campione viene variato facendo circolare correnti esterne in un'apposita bobina di alimentazione, agendo quindi sulla quantità \mathbf{j}_e . Quest'ultima può essere isolata nell'Eq. (1.3), introducendo attraverso l'Eq. (1.1) la magnetizzazione \mathbf{M} . In questo modo è possibile definire il campo magnetico \mathbf{H} :

$$\nabla \times \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \right) = \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_e \quad (1.4)$$

\mathbf{H} è la quantità convenzionalmente definita come campo magnetico essendo direttamente dipendente dalle correnti di alimentazione esterne. In base all'Eq. (1.4), la relazione fondamentale tra i vettori \mathbf{B} , \mathbf{H} , e \mathbf{M} è:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} \quad (1.5)$$

Nel sistema di misura internazionale (SI) la magnetizzazione \mathbf{M} è espressa, come il campo magnetico, in A/m, mettendo in evidenza l'origine amperiana del momento magnetico.

Nell'esperimento condotto si è sfruttata la legge di Faraday-Neumann $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$, dove \mathbf{E} è il campo elettrico, per determinare il comportamento magnetico del materiale; in questo caso viene rilevata la forza elettromotrice generata in una bobina di rilevamento dalla variazione temporale della densità di flusso magnetico. Normalmente si cerca di trascurare il termine $\mu_0 \mathbf{H}$ dell'Eq. (1.5) perché interessa solo il contributo $\mu_0 \mathbf{M}$ legato al materiale; questo apporto è chiamato polarizzazione magnetica $\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M}$, una quantità che ha le stesse dimensioni di \mathbf{B} (tesla, T) e le stesse proprietà di \mathbf{M} . Quindi l'Eq. (1.5) diventa:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J} \quad (1.6)$$

Questa relazione è del tutto generale e deve essere particolareggiata alle proprietà magnetiche del materiale in esame attraverso l'uso delle relazioni costitutive $\mathbf{J}(\mathbf{H})$ o $\mathbf{B}(\mathbf{H})$. In alcuni casi ha senso definire la relazione $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$ e $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$ dove μ è la permeabilità magnetica, μ_r è la permeabilità relativa, e χ è la suscettività magnetica. Le quantità μ_r e χ sono legate dalla relazione:

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (1.7)$$

1.2. PROCESSO DI MAGNETIZZAZIONE E ISTERESI – APPROCCIO MACROSCOPICO

Con “caratterizzazione elettromagnetica” si identifica il processo sperimentale attraverso cui si determinano le relazioni elettromagnetiche del provino da testare; questa può essere la dipendenza $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ della magnetizzazione in funzione del campo magnetico applicato o, in accordo all’Eq. (1.5) le equivalenti relazioni $\mathbf{J}(\mathbf{H})$ e $\mathbf{B}(\mathbf{H})$.

I materiali ferromagnetici esibiscono una risposta intrinsecamente elevata all’applicazione di un campo magnetico esterno, essendo dotati di un campo addizionale che comporta un allineamento dei momenti magnetici. Tuttavia la fenomenologia del processo di magnetizzazione in questo tipo di materiali è complessa, a causa delle molteplici manifestazioni dell’isteresi. Questa si manifesta come il risultato macroscopico di un’intricata combinazione di processi microscopici che portano al riordinamento collettivo dei momenti magnetici sotto l’azione di un campo magnetico esterno variabile.

Il fenomeno dell’isteresi è onnipresente, come può essere dedotto dalla definizione data da Sir James Alfred Ewing, che per primo coniò il termine: “When there are two quantities M and N such that cyclic variations of N cause cyclic variations of M, then if the changes of M lag behind those of N, we may say that there is hysteresis in the relation of M to N” [18]. In letteratura, l’idea di isteresi come processo di “creazione di un ciclo” è spesso comune, mentre un concetto più generale e corretto è quello di guardare a questo fenomeno come una non-linearità multiramo. In tal senso, “ciclo” è riferito alla formazione di un percorso chiuso nel piano B-H, dove la transizione da un ramo ad un altro avviene agli estremi di ingresso. Inoltre, il ramo selezionato in ogni transizione dipende dalla storia degli estremi di ingresso precedenti. La forte non linearità e la dipendenza delle ramificazioni dalla storia del materiale rende più evidente quanto sia importante considerare il fenomeno dell’isteresi nel dominio del tempo.

Il rilevamento sperimentale dell’isteresi magnetica richiede la conoscenza di uno stato di riferimento accessibile: saturazione e smagnetizzazione sono due di queste condizioni di riferimento. Tutte le traiettorie nel piano H-M (o H-J) convergono quando si raggiunge la saturazione del materiale, mentre smagnetizzando il campione il sistema segue un’unica traiettoria. Lo stesso carattere distintivo viene acquisito dal materiale quando si raggiunge la condizione H=0 e M=0.

Lo stato di magnetizzazione nulla dovrebbe realizzare, dal punto di vista microscopico, una disposizione della struttura magnetica interna corrispondente alla condizione di minimo assoluto di energia magnetica immagazzinata nel materiale. In realtà, attraverso un infinito numero di traiettorie si

può smagnetizzare il campione, senza raggiunge lo stato nullo. Se, partendo da questa situazione, l'intensità del campo applicato viene incrementata, si ottiene una curva nel piano (H-M) o, equivalentemente nel piano (H-J) detta curva di prima magnetizzazione. Nel caso particolare di smagnetizzazione termica, la curva descritta in seguito all'annullamento della magnetizzazione del provino di acciaio Fe-9Cr prende il nome di curva vergine e può essere leggermente diversa dalla curva di prima magnetizzazione.

Al provino di Fe-9Cr, di forma toroidale, viene applicato un campo magnetico crescente al variare del tempo attraverso un avvolgimento percorso dalla corrente $i_1(t)$, opportunamente avvolto sul campione. Ad ogni istante, la tensione di alimentazione viene bilanciata dalla caduta resistiva sull'avvolgimento $R_1 i_1(t)$ e la forza elettromotrice indotta $d\Phi/dt$:

$$u_1(t) = R_1 \cdot i_1(t) + d\Phi/dt \quad (1.8)$$

Partendo dallo stato di magnetizzazione nulla, una certa condizione corrispondente al valore di densità di flusso magnetico B_p è raggiunta dopo un intervallo t_0 . La corrispondente energia $W = \int_0^{t_0} u_1(t) i_1(t) dt$ è parzialmente dissipata per effetto Joule nel conduttore ed in parte immagazzinata nel sistema:

$$W = \int_0^{t_0} R_1 i_1^2(t) dt + \int_0^{t_0} N_1 A_e i_1(t) \frac{dB}{dt} dt \quad (1.9)$$

dove N_1 è il numero di spire dell'avvolgimento, denominato primario, ed A_e è la sezione trasversale del campione. Quello a cui siamo interessati è il secondo termine dell'equazione, per semplificare il problema si considera la lunghezza media (o equivalente) l_e della circonferenza e si scrive $i_1(t) = (l_e/N_1)H(t)$; da cui si calcola l'energia spesa dal campo magnetico esterno per portare il campione allo stato finale:

$$W = V \int_0^{t_0} H(t) \frac{dB}{dt} dt = V \int_0^{B_p} H dB \quad (1.10)$$

Considerando le Eq. (1.5) e (1.10) si ottiene

$$W = V \int_0^{H_p} \mu_0 H dH + V \int_0^{J_p} H dJ \quad (1.11)$$

e si può distinguere tra l'energia immagazzinata nel campo magnetico e quella immagazzinata nel materiale; parte di quest'ultima è persa durante il processo. Questo fatto è rispecchiato nell'isteresi, il fenomeno della risposta in ritardo sull'ingresso (dal greco "hystérésis", ritardo).

1.3. MATERIALI MAGNETICI

Si definisce la permeabilità relativa di un materiale come

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (1.12)$$

dove μ è la permeabilità del materiale e μ_0 è la permeabilità del vuoto.

Le principali categorie di materiali magnetici sono:

- Materiali magnetici dolci: questi includono sostanze diamagnetiche, paramagnetiche e ferromagnetiche;
- Materiali magnetici duri: magneti permanenti.

L'obiettivo del presente lavoro riguarda la caratterizzazione di un particolare acciaio ferromagnetico dolce, impiegato in applicazioni nucleari, al variare della temperatura. La teoria classica, sostanzialmente dovuta a Langevin, che viene esposta di seguito è valida per dare una spiegazione dei risultati sperimentali e per fornire previsioni quantitative che concordano ragionevolmente con l'esperienza.

1.3.1. DIAMAGNETISMO

Per le sostanze diamagnetiche risulta

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (1.13)$$

con $\mu_r < 1$. La ragione per cui μ_r è minore di uno è da ricercarsi nel fenomeno della cosiddetta "precessione di Larmor"; segue per comodità del lettore la spiegazione riferita ad un semplice caso di studio.

Si consideri un atomo costituito da un nucleo, con carica $+e$, e da un solo elettrone, con carica $-e$, rotante con velocità angolare ω_0 su un'orbita circolare di raggio R (vedi Fig.1.1).

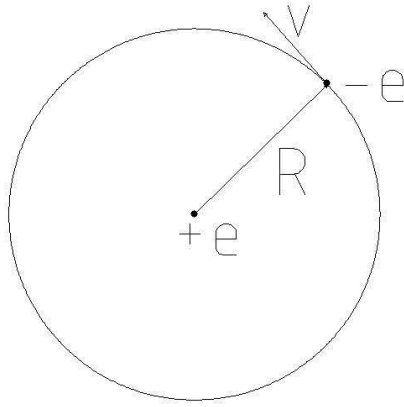


Fig.1.1 – Schematizzazione dell'orbita elettronica attorno al nucleo

Per l'equilibrio tra la forza centrifuga e quella coulombiana, si ha

$$m_e \omega_0^2 R = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R^2} \quad (1.14)$$

dove m_e è la massa dell'elettrone. In direzione ortogonale all'orbita, si applica un campo magnetico $\mathbf{B}(t)$, che viene fatto variare dal valore zero al valore finale \mathbf{B}_{fin} . L'applicazione di \mathbf{B} produce una duplice forza sull'elettrone: una di tipo tangenziale ed una radiale (*forza di Lorentz*), data da

$$F_L = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.15)$$

essendo \mathbf{v} la velocità dell'elettrone. Assimilando l'orbita elettronica a una spira percorsa da corrente, la legge dell'induzione fornisce la forza elettromotrice V_e , conseguente alla variazione del flusso di \mathbf{B} concatenato con la spira:

$$V_e = \oint_{\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{t} dl = - \oint_{\gamma} \frac{\mathbf{F}}{e} \cdot \mathbf{t} dl = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.16)$$

dove dl è un tratto elementare della spira e \mathbf{F} la forza totale agente sull'elettrone.

Supponendo che il raggio dell'orbita non vari al variare di \mathbf{B} , dalla (1.16), essendo $d\Phi = \pi R^2 dB$, segue

$$F_{\gamma} = \frac{eR}{2} \frac{dB}{dt} \quad (1.17)$$

dove F_{γ} è la componente di \mathbf{F} secondo dl . Dal teorema del momento della quantità di moto segue che l'elettrone subisce una variazione di velocità angolare $\Delta\omega$ tale che

$$m_e R \Delta\omega = \int_0^{t_0} F_{\gamma} \cdot dt \quad (1.18)$$

dove t_0 è il tempo a cui $\mathbf{B}(t_0) = \mathbf{B}_{fin}$. Si ha quindi

$$\Delta\omega = \frac{e B_{fin}}{2m_e} \quad (1.19)$$

Il vettore $\Delta\omega$ risulta concorde con il vettore \mathbf{B}_{fin} , ortogonale all'orbita, pertanto l'applicazione di quest'ultimo produce una variazione della velocità angolare dell'elettrone di verso concorde con \mathbf{B}_{fin} e di modulo dato dalla (1.19): questo è il *teorema di Larmor* (se il campo magnetico non è perpendicolare all'orbita, questa presenta un moto di precessione).

Il momento magnetico associato a un elettrone in moto con velocità angolare ω è dato da

$$\mathbf{m} = \pi R^2 \frac{e}{T} = \frac{e\omega R^2}{2} \quad (1.21)$$

dove $T = 2\pi/\omega$. Il verso di \mathbf{m} è opposto a quello di ω per via del segno della carica dell'elettrone, e pertanto

$$\mathbf{m} = -\frac{eR^2}{2} \omega \quad (1.22)$$

Per la (1.19) si può dire che, a causa della precessione di Larmor, all'atto dell'applicazione di \mathbf{B}_{fin} , si genera un momento magnetico¹

$$\mathbf{m}_L = -\frac{eR^2}{2} \Delta\omega = -\frac{e^2 R^2}{4m_e} \mathbf{B}_{fin} \quad (1.23)$$

Nel caso generale di un sistema comunque complesso, si può dimostrare [3] che l'influenza del campo magnetico è tale che l'intero sistema elettronico (senza che si produca nessuna variazione dei suoi movimenti interni) assume un movimento di rotazione attorno alla direzione del campo con velocità angolare data dalla (1.19). Per una sostanza contenente N_V molecole per unità di volume, indicando con \mathbf{B}_{eff} il campo magnetico efficace agente sulla singola molecola, la precessione di Larmor produce un vettore "intensità di magnetizzazione" pari a

$$\mathbf{M}_L = -\frac{N_V Z e^2 \overline{r^2}}{6m_e} \mathbf{B}_{eff} \quad (1.24)$$

dove r è il raggio della molecola e Z il numero di elettroni dell'atomo. \mathbf{B}_{eff} tiene conto del contributo medio di tutte le molecole tranne quella in esame; si ha pertanto

$$\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B} - \mathbf{B}_{mol} \quad (1.25)$$

dove \mathbf{B} è il campo totale e \mathbf{B}_{mol} il contributo al campo della molecola in esame.

Per le sostanze diamagnetiche si può trascurare \mathbf{B}_{mol} rispetto a \mathbf{B} [3], e si ha quindi

$$\mathbf{B}_{eff} \sim \mathbf{B} \quad (1.26)$$

e

$$\mathbf{M}_L = -\alpha_d \mathbf{B} \quad (1.27)$$

¹ Si noti che \mathbf{m}_L è opposto a \mathbf{B}_{fin} : ciò può ricondursi alla legge di Lenz, secondo cui il momento magnetico indotto è tale da opporsi alla variazione di campo magnetico che lo genera.

dove

$$\alpha_d = \frac{NZe^2\overline{r^2}}{6m_e} \quad (1.28)$$

Dalla (1.27) e dalla definizione di \mathbf{H} segue

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{1+\alpha_d\mu_0} \mathbf{H} \quad (1.29)$$

Confrontando la (1.29) con la (1.13), si vede che, per le sostanze prive di momento magnetico proprio,

$$\mu_r = \frac{1}{1+\alpha_d\mu_0} < 1 \quad (1.30)$$

In conclusione, tutte le sostanze che non posseggono un momento magnetico proprio sono diamagnetiche e l'effetto diamagnetico è dovuto alla precessione di Larmor, che produce una magnetizzazione opposta al campo esterno.

I valori sperimentali di μ_r , per le sostanze diamagnetiche, indicano che tale costante differisce di poco rispetto all'unità; si può porre cioè $\mu_r = 1 - \epsilon$. Risulta, per varie sostanze, $\epsilon = 10^{-3} \div 10^{-5}$. Dalla (1.30) si ricava

$$\mu_r = \frac{1}{1+\alpha_d\mu_0} \sim 1 - \alpha_d\mu_0 \quad (1.31)$$

e risulta $\mu_0\alpha_d = 10^{-3} \div 10^{-5}$.

1.3.2. PARAMAGNETISMO

Gli atomi e le molecole di un generico mezzo materiale, sotto l'azione di un campo magnetico esterno, acquistano un momento magnetico di verso opposto al campo inducente. In qualunque mezzo, dunque, è presente un effetto diamagnetico. Se però gli atomi o le molecole posseggono un proprio momento permanente, all'effetto diamagnetico se ne sovrappone un altro, in genere preponderante, di segno contrario: l'*effetto paramagnetico*.

In assenza di campo magnetico esterno e in condizioni di equilibrio termodinamico, data l'orientazione puramente casuale dei magneti elementari, il vettore magnetizzazione per unità di volume, \mathbf{M} , è ovunque nullo. In presenza di un campo magnetico esterno, si stabiliscono le condizioni di equilibrio statico tra la tendenza dei dipoli a orientarsi secondo il campo e l'azione disorientatrice dell'agitazione termica. Ciò dà luogo a una magnetizzazione del mezzo avente direzione e verso del campo.

Detto \mathbf{m}_0 il momento magnetico permanente di un dipolo (si suppongono tutti i dipoli uguali fra loro) e θ l'angolo formato da tale vettore con il vettore densità di flusso magnetico, il contributo di un

generico dipolo al momento magnetico totale, cioè la componente di m_0 nella direzione del campo è $m_0 \cos\theta$.

Si tratta ora di determinare la ripartizione della folla dei dipoli secondo l'angolo θ e calcolare poi il valore medio di $m_0 \cos\theta$.

A tale scopo si fa riferimento alla statistica di Boltzman, la quale fornisce la ripartizione secondo l'energia (e quindi secondo un qualsiasi parametro univocamente legato all'energia). Nel caso particolare, l'energia di un generico dipolo, immerso nel campo di induzione magnetica \mathbf{B}_{eff} , è

$$-\mathbf{m}_0 \mathbf{B}_{eff} = -m_0 B_{eff} \cos\theta \quad (1.32)$$

Si introduce il parametro $\alpha = B_{eff} m_0 / kT$, il quale rappresenta, a parte un fattore numerico, il rapporto tra l'energia potenziale di un dipolo orientato secondo il campo e l'energia di agitazione termica. Si ottiene così

$$\overline{m_0 \cos\theta} = m_0 \mathcal{L}(\alpha) \quad (1.33)$$

dove

$$\mathcal{L}(\alpha) = \coth \alpha - \frac{1}{\alpha} \quad (1.34)$$

è la *funzione di Langevin*.

Il momento magnetico per unità di volume è allora

$$M = N m_0 \mathcal{L}(\alpha) \quad (1.35)$$

dove N è il numero di dipoli per unità di volume. Direzione e verso di \mathbf{M} coincidono con quelli del campo orientante.

Come nel caso del diamagnetismo, nel paramagnetismo la differenza fra B_{eff} e B può venire trascurata, perché assai piccola. Infatti, gli effetti di magnetizzazione per orientamento sono estremamente piccoli, in genere superiori di un fattore 10 agli effetti diamagnetici. Di conseguenza si può porre $B_{eff} \approx B$ (questa approssimazione è tanto più vera quanto minore è la densità del materiale, cioè per quelle sostanze in cui la forza di interazione molecolare è limitata), e quindi $\alpha = B m_0 / kT$. In generale, negli esperimenti su sostanze paramagnetiche condotti alle temperature ordinarie, e per i campi usuali della tecnica, ci si trova nella prima parte, pressoché rettilinea, della curva di Langevin. Si ha cioè

$$\alpha = \frac{B m_0}{kT} \ll 1$$

per cui si può scrivere

$$\mathcal{L}(\alpha) \approx \frac{\alpha}{3}$$

e quindi

$$\mathbf{M} = Nm_0 \frac{Bm_0}{3kT} = M_{sat} \left(\frac{1}{3} \frac{m_0 B}{kT} \right) \quad (1.36)$$

dove si è posto $M_{sat} = Nm_0$ e rappresenta il momento magnetico di saturazione corrispondente al caso limite in cui tutti i dipoli sono orientati parallelamente al campo ($\mathcal{L}(\alpha) = 1$).

Considerando i vettori \mathbf{B} e \mathbf{H} al posto di \mathbf{B} e \mathbf{M} , dalla (1.5) e (1.36), si ottiene

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 H}{1 - \mu_0 \frac{M_{sat} m_0}{3kT}} \quad (1.37)$$

da cui

$$\mu_r \approx \frac{1}{1 - \mu_0 \frac{M_{sat} m_0}{3kT}} \quad (1.38)$$

Dato che in condizioni ordinarie $\mu_0 M_{sat} m_0 / 3kT \ll 1$, la (1.38) si può scrivere in prima approssimazione, nella forma

$$\mu_r \approx 1 + \mu_0 \frac{M_{sat} m_0}{3kT} \quad (1.39)$$

Nel caso del paramagnetismo risulta sempre $\mu_r > 1$ (magnetizzazione nella direzione e nel verso del campo). Come ordine di grandezza, si ha

$$\mu_r \approx 1 + 10^{-4}$$

1.3.3. FERROMAGNETISMO

Sono sostanze caratterizzate da una magnetizzazione eccezionalmente elevata: per valori del campo ancora piuttosto bassi, il momento magnetico è praticamente quello di saturazione. Esse presentano inoltre una “magnetizzazione spontanea”, ossia un momento magnetico per unità di volume diverso da zero anche in assenza di campo esterno. Si postula allora l’esistenza di una coppia orientante addizionale, sulla cui origine non si fanno ipotesi nell’ambito della teoria classica, ma che comunque non è di natura magnetica; questa coppia è attribuibile alla presenza di un ipotetico campo di induzione \mathbf{B}_w , denominato *campo interno di Weiss*.

Gli elettroni che circondano il nucleo di un atomo sono caratterizzati da un momento angolare meccanico (*spin*) e da un momento magnetico (*magnetone di Bohr*²), oltre che da altri tre parametri descrittivi il loro stato. Questi ultimi sono dati da *numeri quantici*; un quarto numero caratterizza lo spin e può assumere soltanto i valori $\pm 1/2$. A tali valori corrispondono due orientazioni opposte del momento magnetico dell’elettrone in un campo esterno: una parallela a questo ed una antiparallela. Il *principio di esclusione di Pauli* richiede che non possano coesistere nell’atomo due o più elettroni caratterizzati dagli stessi numeri quantici.

² Unità fondamentale per esprimere il momento magnetico elettronico in fisica atomica. È definito come $\mu_B = \hbar e / 4\pi m_e = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$, dove \hbar è la costante di Plank, e e m_e sono rispettivamente carica e massa dell’elettrone.

I materiali ferromagnetici sono quelli per cui la configurazione di minima energia (quella che il sistema tende ad occupare) si ha per spin paralleli. Al crescere del numero di spin orientati cresce anche la tendenza dei rimanenti a orientarsi: il campo di Weiss, che descrive questa tendenza all'orientamento, cresce pertanto al crescere della magnetizzazione \mathbf{M} . Una relazione di semplice proporzionalità tra campo interno di Weiss e magnetizzazione \mathbf{M} , è del tipo

$$\mathbf{B}_W = \mu_0 \lambda \mathbf{M} \quad (1.40)$$

con λ costante dipendente dal materiale (e sempre $\gg 1$).

In base alle (1.40) e (1.25) il campo efficace può essere espresso nella forma

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B} - \frac{2}{3} \mu_0 \mathbf{M} + \mathbf{B}_W \approx \mathbf{B} + \mu_0 \gamma \mathbf{M} \quad (1.41)$$

dove si è introdotto [3] il campo $\mathbf{B}_{\text{mol}} = \frac{2}{3} \mu_0 \mathbf{M}$ che rappresenta il contributo al campo della molecola in esame.

Poiché $\lambda \gg 1$, si pone $\gamma = \lambda$ ed essendo poi $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ la (1.41) diviene

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mu_0 \mathbf{H} + (1 + \gamma) \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 S \mathbf{M} \quad (1.42)$$

Con $S = 1 + \gamma$. Risolvendo rispetto a \mathbf{M} si ottiene

$$\mathbf{M} = \left(\frac{\mathbf{B}_{\text{eff}}}{\mu_0} - \mathbf{H} \right) \frac{1}{S} \quad (1.43)$$

La trattazione secondo lo schema classico di Weiss, considera il sistema

$$\begin{cases} \mathbf{M} = \left(\frac{\mathbf{B}_{\text{eff}}}{\mu_0} - \mathbf{H} \right) \frac{1}{S} \\ \mathbf{M} = \mathbf{M}_{\text{sat}} L(\alpha) \end{cases} \quad (1.44)$$

Nella figura 1.2 è rappresentato l'andamento delle due curve espresse dalle (1.44). La prima fornisce una retta di pendenza $1/S$, che taglia l'asse delle ascisse in un punto P, tale che $OP = H$; la seconda è la curva di Langevin, indipendente da H. E' interessante notare che la pendenza $1/S$ della retta a temperature ordinarie è inferiore alla pendenza nell'origine della seconda delle (1.44) (che vale $\mu_0 M_{\text{sat}} m_0 / 3kT$). Fissato H, la intercetta delle due curve in figura fornisce i corrispondenti valori di M e \mathbf{B}_{eff} .

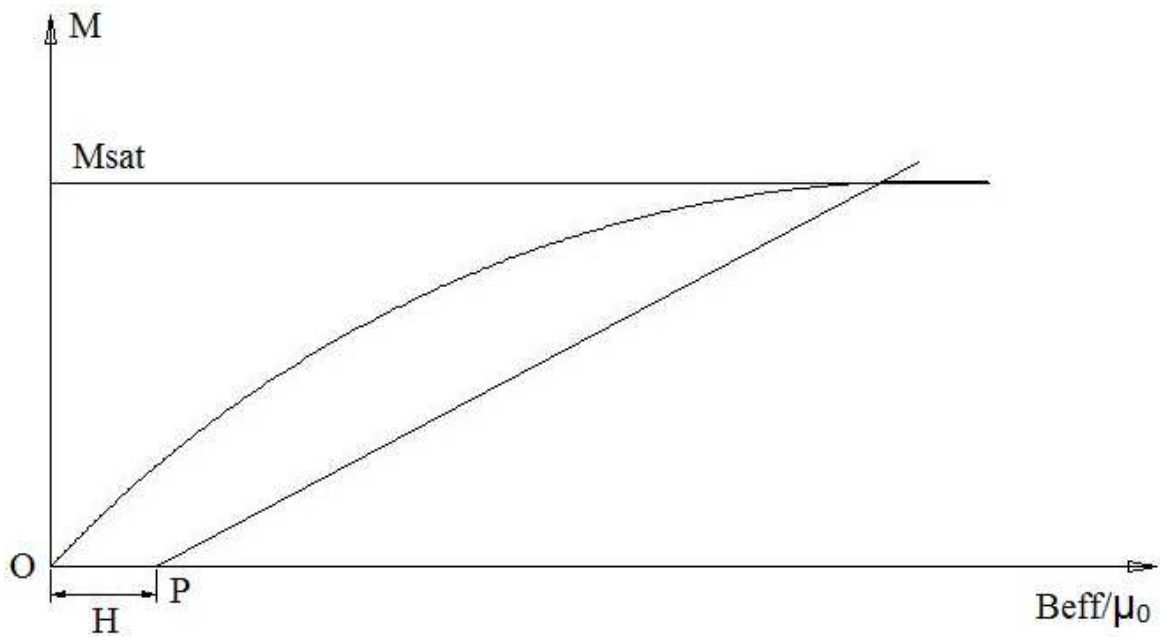


Fig.1.2 – Funzione di Langevin su I quadrante

Volendo considerare, per completezza, anche valori negativi di M e B_{eff} , occorre ragionare sulla figura 1.3. Supposto di fissare inizialmente il campo H in modo che la retta di pendenza $1/S$ tagli la curva di Langevin nella zona di saturazione (punto A): allora $M = M_{\text{sat}}$; facendo decrescere gradualmente H la retta si sposta parallelamente a se stessa verso sinistra, il punto intersezione delle due curve si muove sulla curva di Langevin e M decresce lentamente. Il punto intersezione continua a muoversi con continuità anche quando H , passato per il valore zero, si inverte; per un particolare valore negativo, $-H_0$, di H la retta diviene tangente alla curva nel punto B. Quando H torna a crescere, in valore assoluto, oltre questo valore critico, il punto intersezione si sposta bruscamente da B a C, con discontinuità caratteristica, e M cambia segno. Facendo crescere ancora H nel senso negativo, M tende nuovamente al valore di saturazione M_{sat} . Raggiunto un valore negativo del campo H per cui $M = M_{\text{sat}}$ (punto D) e diminuendo H in valore assoluto il punto intersezione si sposta lungo il ramo inferiore della curva di Langevin fino a giungere in E quando ormai H , cambiato nuovamente segno, è ridiventato positivo. Al crescere ulteriore di H , M presenta una nuova discontinuità, e diviene bruscamente positiva passando da E a F. Facendo ancora crescere H si torna nel punto A, in cui $M = M_{\text{sat}}$.

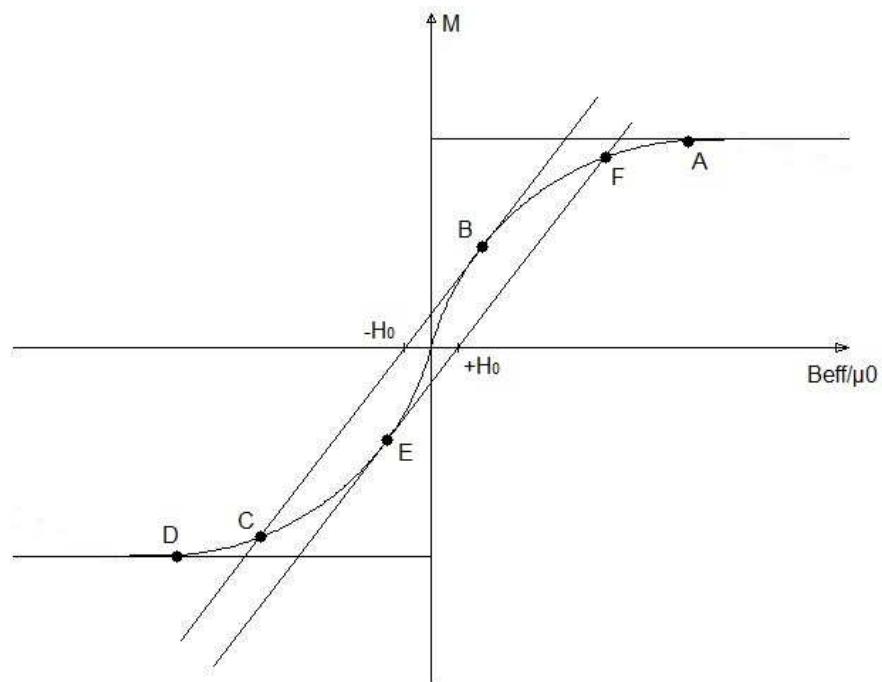


Fig.1.3 – Funzione di Langevin su 4 quadranti

Si può riportare quanto detto in un diagramma di M in funzione di H ottenendo la *curva di magnetizzazione* e si dice che il materiale presenta isteresi quando essa racchiude un'area non nulla.

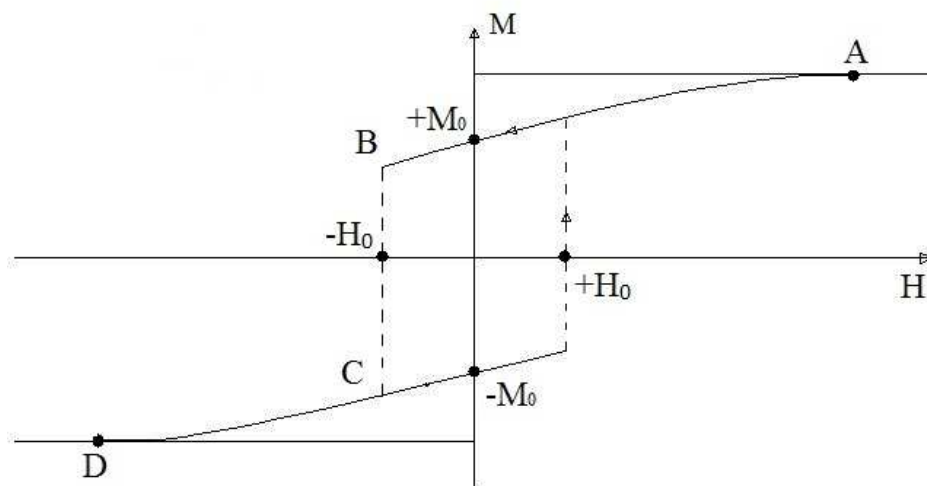


Fig.1.4 – Curva di magnetizzazione

1.4. ISTERESI MAGNETICA

Lo scopo di questo capitolo è quello di dare una panoramica introduttiva degli aspetti generali legati all'isteresi, come vengono osservati nei materiali magnetici, e mettere il lettore a conoscenza dei termini e dei concetti frequentemente usati nei capitoli successivi.

Da un punto di vista sperimentale l'impronta distintiva del ferromagnetismo può essere individuata sia nell'esistenza della *temperatura di Curie*, sia nella rilevazione del *ciclo di isteresi*, di cui alcuni esempi sono mostrati in Fig.1.5. Cicli come questi sono ottenuti applicando al provino un campo magnetico H ciclico e rilevando la conseguente variazione di densità di flusso magnetico B lungo la direzione del campo.

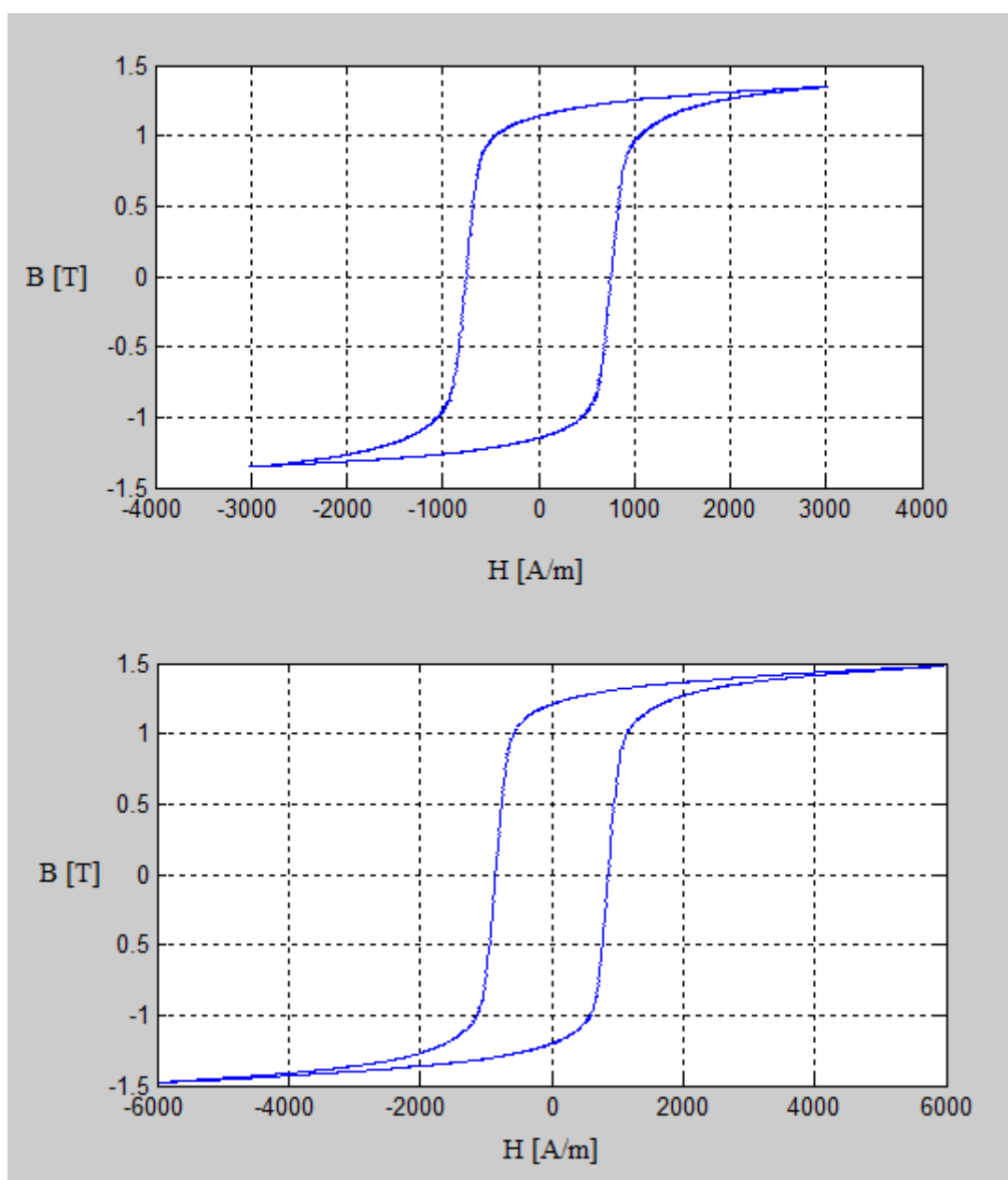


Fig. 1.5 – Cicli di isteresi Acciaio Fe-9Cr (Frequenza di lavoro 1 Hz)

Nel 1907 Weiss suggerì che i materiali ferromagnetici potessero presentare una grande magnetizzazione spontanea anche per bassi valori del campo esterno, dovuta al fatto che i momenti elementari magnetici sono fortemente accoppiati da un campo interno proporzionale alla magnetizzazione stessa, $B_w \propto M$, che è definito *campo addizionale*. Quest'ultimo introduce un meccanismo di feedback positivo, perché la presenza di una magnetizzazione produce un campo addizionale non nullo, che a sua volta agisce su tutti i momenti elementari cercando di allinearli ulteriormente. Il risultato è che, sotto una temperatura critica, la temperatura di Curie T_C , i momenti magnetici raggiungono spontaneamente un certo orientamento e il materiale acquista una certa magnetizzazione spontanea M_S . La conoscenza del valore sperimentale di T_C permette di stimare l'ordine di grandezza del campo H_w , visto che al punto di Curie vale la relazione $\mu_0 \mu_B H_w \approx k_B T_C$. Un altro concetto introdotto da Weiss è stato quello di suddividere un materiale ferromagnetico in zone, chiamate *domini magnetici*. In ogni dominio, il grado di allineamento dei momenti magnetici è dettato dal campo addizionale, ma l'orientazione della magnetizzazione spontanea può variare da un dominio all'altro. Di conseguenza quando la magnetizzazione è mediata su un volume sufficientemente grande da contenere più domini, si ottengono valori principalmente determinati dall'orientazione relativa e dal volume dei domini. La risultante può essere molto diversa dalla magnetizzazione spontanea, ed anche molto vicina a zero.

In aggiunta a questi meccanismi interni, la magnetizzazione è accoppiata al campo esterno dall'energia $-\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}$, che favorisce la magnetizzazione dei domini nella direzione del campo applicato. Quando \mathbf{H} varia nel tempo, il bilancio di energia si modifica e si ha un riordinamento dei domini, principalmente attraverso il movimento degli strati di interfaccia (*domain walls*). I domini con direzione di magnetizzazione approssimativamente allineata con il campo magnetico esterno sono energeticamente favoriti e si allargano a "spese" dei domini circostanti, che si restringono fino a scomparire (Fig. 1.6). Per valori di campo elevati, il materiale è ovunque magnetizzato secondo la direzione del campo applicato ed in pratica si ha un unico grande dominio che occupa l'intero provino. In questo caso la magnetizzazione media del provino comincia a coincidere con il valore della magnetizzazione spontanea. Quando il campo viene invertito, cominciano a formarsi domini con magnetizzazione inversa, che progressivamente aumentano in dimensione attraverso il movimento degli strati d'interfaccia, fino a che si ottiene un singolo dominio di magnetizzazione opposta.

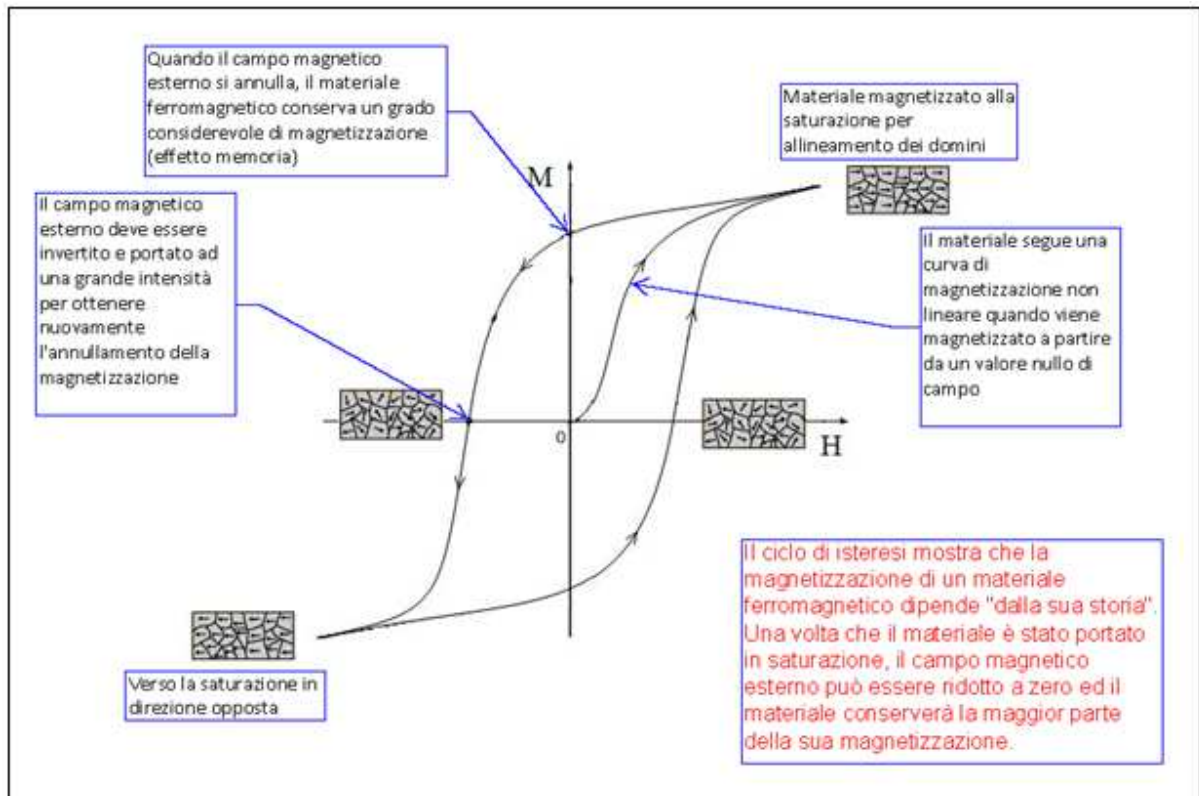


Fig. 1.6 - Rappresentazione schematica del ciclo di isteresi e conseguente evoluzione dei domini magnetici.

1.4.1. PRINCIPALI PARAMETRI DEL CICLO DI ISTERESI

Nei precedenti capitoli è stato evidenziato che le più importanti caratteristiche magnetiche, a livello macroscopico, di materiali ferromagnetici possono essere rappresentate in un grafico \mathbf{B} , \mathbf{H} o *ciclo di isteresi*. Da qui è possibile calcolare la magnetizzazione in ogni punto della curva di isteresi usando la formula generale $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$. Il ciclo di isteresi può avere diverse forme ed è quindi importante definire alcuni parametri per descrivere le proprietà del tipico ciclo di forma sigmoideale (Fig.1.7).

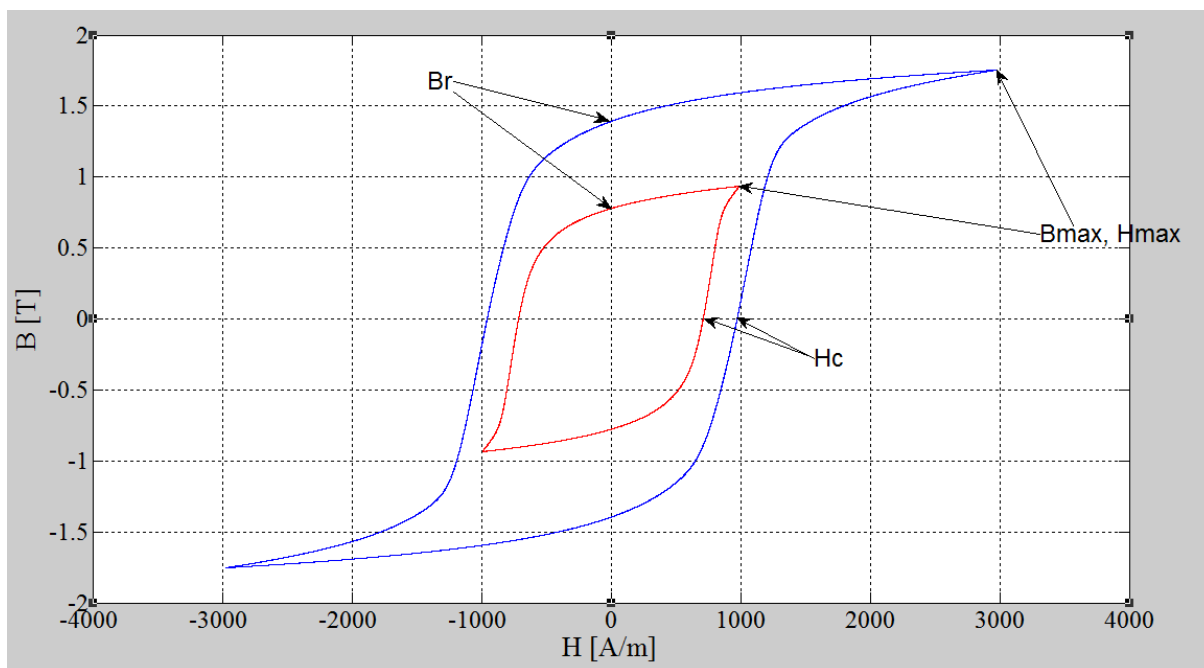


Fig. 1.7 - Parametri chiave identificati su cicli di isteresi rilevati a temperatura ambiente. Provino acciaio Fe-9Cr; Curva blu: $H = 3000$ A/m, Curva rossa: $H = 1000$ A/m

La magnetizzazione di saturazione \mathbf{M}_{sat} identifica il limite superiore al livello di magnetizzazione che può essere raggiunto (a temperature molto inferiori al punto di Curie può essere alternativamente impiegata la saturazione tecnica \mathbf{M}_s). L'ampiezza del ciclo lungo l'asse \mathbf{H} , che è due volte il campo coercitivo \mathbf{H}_C (valore del campo che deve essere applicato per portare la magnetizzazione dal valore residuo a zero) è un parametro indipendente visto che può essere variato attraverso trattamenti termici e quindi non è direttamente connesso a \mathbf{M}_s . L'altezza della curva lungo l'asse \mathbf{B} , che coincide con la rimanenza \mathbf{B}_R (magnetizzazione ottenuta dopo aver applicato un campo di intensità elevata al provino ed averlo annullato), è anch'essa una variabile indipendente non essendo interamente dipendente da \mathbf{M}_s e \mathbf{H}_C .

L'orientamento della curva d'isteresi, che può essere espressa attraverso la pendenza della curva in corrispondenza del campo coercitivo μ'_{\max} ³, può variare indipendentemente dagli altri parametri, così come le perdite per isteresi W_H .

1.4.2. ENERGIA E CICLO DI ISTERESI

Vediamo ora la relazione tra ciclo di isteresi ed energia del campo magnetico. Per un materiale isotropo la densità di energia del campo è data dalla seguente relazione:

$$W = \int_0^{B_P} H dB \quad (1.45)$$

Nel piano (\mathbf{B} , \mathbf{H}) l'interpretazione geometrica della (1.45) è semplice: se percorriamo, ad esempio, la curva di prima magnetizzazione da 0 a 1, la relazione evidenziata risulta proporzionale all'area sottesa dalla curva nel tratto da 0 a 1 e l'asse delle ordinate.

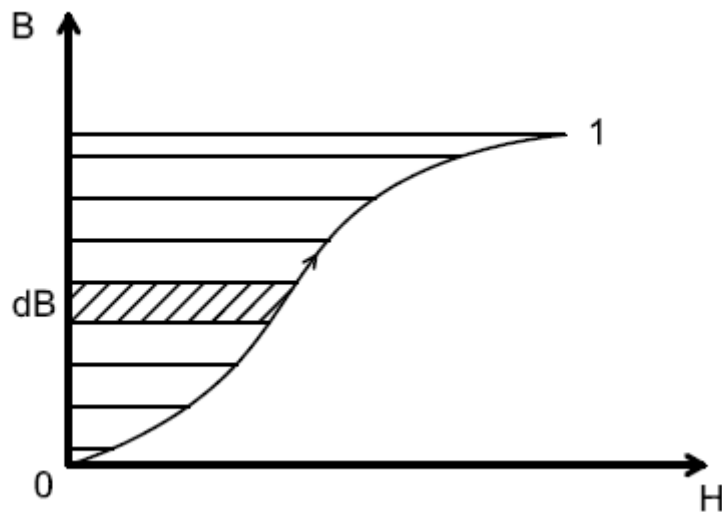


Fig. 1.8 – Densità di energia spesa quando si compie il percorso 0-1 nel ciclo

Questa densità di energia è positiva perché sia H che dB sono positivi, perciò è un'energia spesa per portare il materiale nel punto di lavoro 1. Se diminuiamo H e percorriamo la curva b vediamo che il prodotto HdB è negativo ($H > 0$, $dB < 0$); viene restituita l'energia compresa tra la curva b e l'asse delle ordinate. Se ci si arresta nel punto 2 ($H = 0$), non tutta l'energia spesa è stata restituita (vedi Fig. 1.9).

³ La permeabilità differenziale $\mu' = dB/dH$ varia con il campo applicato. La permeabilità differenziale massima μ'_{\max} è valutata per $H = H_C$, $B = 0$, mentre la permeabilità differenziale iniziale μ'_{\max} rappresenta la pendenza della curva di magnetizzazione nell'origine.

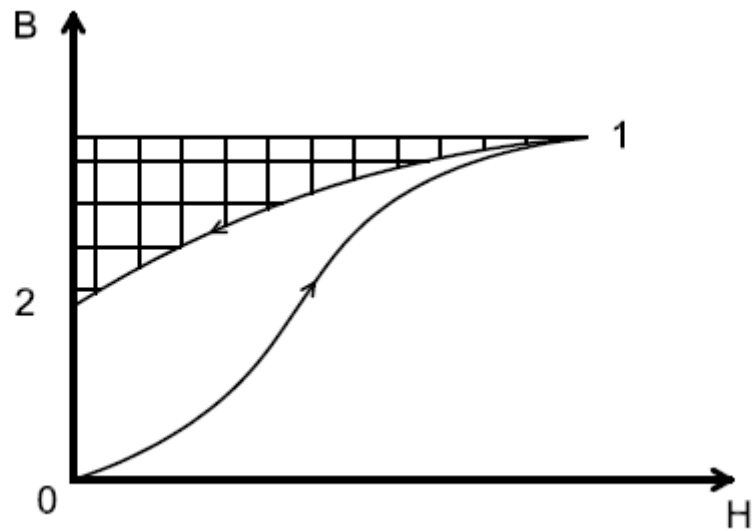


Fig. 1.9 – Densità di energia spesa (tratteggio orizzontale) o acquisita (tratteggio verticale) quando si compie il percorso 0-1-2 nel ciclo

Se si percorre l'intero ciclo (partendo da 1 e ritornandovi), si trova che si è perduta un'energia proporzionale all'area del ciclo (vedi Fig. 1.10).

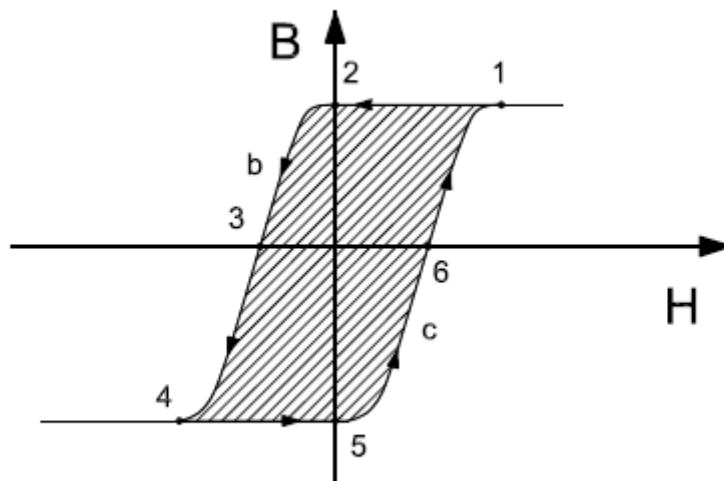


Fig. 1.10 – Densità di energia spesa quando si percorre un intero ciclo

Questa energia si è trasformata in calore: si può pensare che questo sorga da una forma di frizione che si manifesta tra i domini quando questi vengono ingranditi e ruotati.

Capitolo 3

CARATTERISTICHE DEL Fe-9Cr E DEL PROVINO MAGNETICO

3.1. ACCIAI FERROMARTENSITICI

Lo studio sugli acciai martensitici è stato sviluppato nel lasso di tempo compreso tra il 1985 e il 1990, e la fattibilità del loro impiego per la fusione viene tuttora investigata grazie ad una collaborazione internazionale partita nel 1994. [5]

La differenza tra reattori a fissione e quelli a fusione sta nel fatto che nel primo caso si è obbligati ad aver a che fare con sottoprodotti del processo di fissione, mentre nei reattori a fusione si ha generalmente la possibilità di scegliere quale materiale esporre ai neutroni prodotti dalla reazione nucleare. Un grave problema dei reattori a fusione è lo sviluppo di materiali che possano essere esposti ad alti livelli di bombardamento neutronico senza diventare permanentemente radioattivi; i materiali che hanno una radioattività indotta (generalmente dovuta all'acciaio inox) relativamente bassa sono conosciuti come acciai ad attivazione ridotta ed includono Titanio, Vanadio e carburo di Silicio.

Gli acciai ad attivazione ridotta sono stati sviluppati al fine di aumentare la sicurezza e ridurre gli effetti negativi sull'ambiente delle future centrali nucleari a fusione.

Gli acciai ferritici sono stati i primi ad essere presi in considerazione nel campo della fusione nucleare alla fine degli anni '70, in particolare venne impiegato un acciaio commerciale 9-12 % cromo-martensitico (composizioni in wt%). A partire dalla metà del 1980, grazie al programma di ricerca mondiale per i materiali di reattori a fusione, parte lo sviluppo di materiali a bassa attivazione; questi sono definiti come materiali che se sottoposti ad irradiazione non vengono attivati o nel caso che acquisiscano una certa radioattività indotta, causata dalla trasmutazione degli elementi del materiale dovuta all'interazione con neutroni ad alta energia (≈ 14 MeV) derivanti dalla reazione di fusione deuterio-trizio, decada rapidamente per permettere operazioni in sicurezza e permettere la manutenzione del reattore. In pratica materiali con queste caratteristiche strutturali non sono realizzabili, per questo sono stati proposti acciai ad attivazione ridotta che non contengano elementi capaci di acquisire una radioattività permanente. Questo permetterebbe un più sicuro ed economico smaltimento dei componenti radioattivi di un reattore dopo l'esposizione al servizio. Si stima che la radioattività di un acciaio ad attivazione ridotta possa decadere a bassi livelli in circa 100 anni, rispetto alle migliaia di anni necessarie per alcuni acciai commerciali.

3.1.1. COMPOSIZIONE ACCIAIO Fe-9Cr

Gli acciai ad attivazione ridotta sono stati sviluppati al fine di semplificare lo stoccaggio dei rifiuti speciali delle strutture altamente radioattive. Con questo obiettivo alcuni elementi di lega come il Molibdeno (Mo), Niobio (Nb) e Nichel (Ni) presenti negli acciai martensitici commerciali sono stati sostituiti da altri elementi che esibiscono un decadimento più veloce della radioattività indotta come il Tantalio (Ta), Tungsteno (W) e Vanadio (V).

Il campione utilizzato per questo studio è l'acciaio di riferimento sviluppato per le esigenze del programma Europeo di ricerca sulla fusione nucleare; la sua composizione chimica, progettata e ottimizzata per ottenere proprietà meccaniche comparabili agli acciai convenzionali Cr-Mo e una ridotta radioattività a lungo termine, espressa in wt% è 0.11C, 8.9Cr, 0.42Mn, 0.19V, 1.10W, 0.14Ta, equilibrio Fe. [6]

3.1.2. IMPIEGO ACCIAIO Fe-9Cr

Gli acciai ferromartensitici sono impiegati per la costruzione della “prima parete” e del “mantello⁵” nel reattore ITER (in origine *International Thermonuclear Experimental Reactor*, in seguito usato nel significato originale latino “*cammino*”). Nello specifico ITER è un reattore a fusione deuterio-trizio in cui il confinamento del plasma è ottenuto in un campo magnetico di intensità pari a circa 5 Tesla; la sua costruzione (il costo previsto è di 10 miliardi di euro) è attualmente in corso a Cadarache, nel Sud della Francia da un consorzio di Unione Europea, Russia, Cina, Giappone, Stati Uniti d’America, India e Corea del Sud.

ITER è un reattore sperimentale, il cui scopo principale è l’ottenimento di una reazione di fusione stabile (500 MW prodotti per una durata di circa 60 minuti); inoltre servirà per il collaudo di alcune soluzioni tecnologiche necessarie per la futura centrale termoelettrica a fusione DEMO. [6]

Ogni reazione provoca la formazione di una particella α (particella di elio) e di un neutrone. Mentre i neutroni hanno un cammino libero nella materia relativamente elevato, le particelle α sono fermate in pochi centimetri di acciaio. In questa zona la densità di potenza è molto elevata; in particolare per DEMO la “prima parete” ha uno spessore di 25 millimetri ed è refrigerata con elio o Pb-17Li.

Per questo motivo i materiali che possono essere impiegati nella costruzione della prima parete della camera del reattore e del mantello sono limitati, questo perché il materiale deve operare ad elevate temperature mentre viene esposto ad un flusso di neutroni ad elevata energia.

⁵ In un reattore a fusione è lo strato della struttura di contenimento che circonda la “prima parete” e il “divertore”; lo scopo principale del mantello è la trasmissione dell’energia catturata nei due strati più interni della struttura di contenimento e la cattura dei neutroni prodotti dalla reazione di fusione. La creazione di un mantello resistente ed efficiente è uno dei maggiori ostacoli da risolvere per la costruzione di un reattore commercialmente sostenibile.

Le condizioni (temperatura, stress e ambiente) a cui questi acciai dovrebbero essere esposti in un reattore nucleare funzionante non sono precisamente definiti, anche se sono stati condotti studi su design semplificati per considerare le varie condizioni operative. [5]

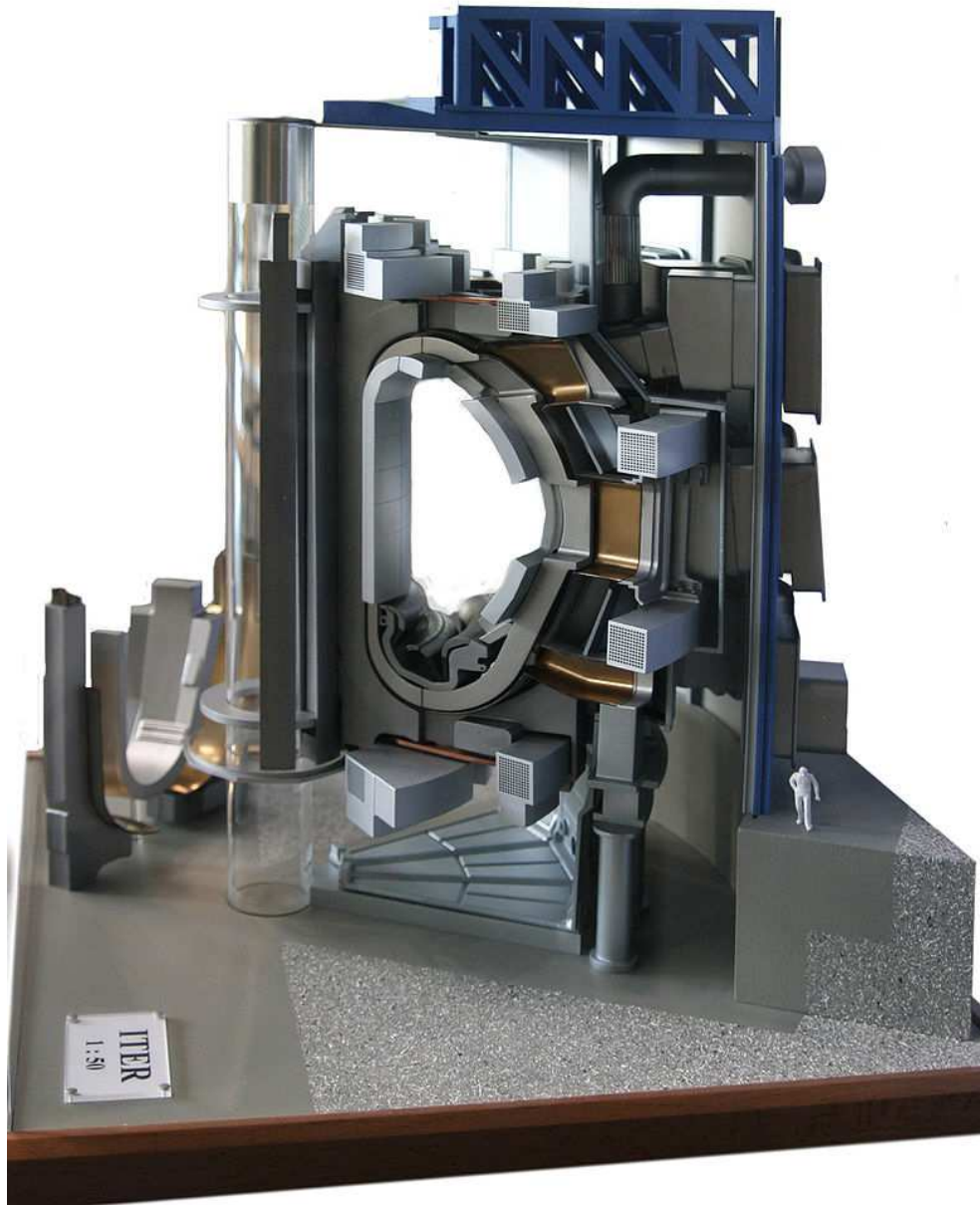


Fig. 3.1 – Modello dell'ITER. Notare le dimensioni del toroide paragonate a quelle del tecnico in tuta bianca in basso a destra (immagine tratta da Wikipedia®, <http://it.wikipedia.org/wiki/ITER>)

Numerosi sono gli aspetti positivi legati al programma ITER, fortemente connaturati al processo stesso di fusione nucleare:

- ottima alternativa di fronte all'esaurimento ed all'insostenibilità ambientale delle fonti fossili (Petrolio, Carbone, Gas, etc);

- il deuterio che interviene nelle reazioni di fusione abbonda in natura ed è reperibile negli oceani, fatto questo che potrebbe almeno in parte contrastare l'aumento di conflitti globali per l'accaparramento di fonti energetiche naturali;
- elimina i problemi legati alla fissione nucleare in materia di sicurezza dell'impianto: il reattore può infatti funzionare solo se mantenuto sotto controllo, altrimenti si spegne immediatamente;
- nessun rischio di proliferazione nucleare, in quanto il reattore per fusione, a differenza di alcuni tipi di reattori a fissione, non ha alcuna utilità nella produzione di combustibili a fini bellici;
- la quota di energia prodotta in surplus rispetto alla soglia di bilancio energetico non comporta alcuna emissione di gas serra. Una quota di gas serra può essere tuttavia emessa per la produzione dell'energia necessaria all'innesco e al sostentamento della fusione, nel caso in cui questa energia provenga da fonti a cui è associata un'emissione di gas serra;
- nessun trasporto di materiale contaminante: deuterio e litio (da cui si ricava il trizio) abbondano in natura.

3.2. PROVINO TOROIDALE ACCIAIO Fe-9Cr

Con caratterizzazione di materiali magnetici si fa riferimento a prove sperimentali che mirano alla determinazione della dipendenza tra magnetizzazione \mathbf{M} e campo magnetico effettivo \mathbf{H} generato nel materiale. La relazione cercata $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ ha ovviamente significato a livello macroscopico, ciò implica che \mathbf{M} è una quantità derivante dalla media spaziale valutata sulla zona di misura o su tutto il campione. Considerando che le condizioni di omogeneità fisica del campione siano soddisfatte, il principale obiettivo nella valutazione delle “performance” di nuclei magnetici è la stima dei fenomeni di isteresi e le relative caratteristiche energetiche.

Valutare la dipendenza intrinseca della magnetizzazione rispetto al campo, nell'acciaio dolce testato, è un obiettivo non semplice, questo a causa della natura del campo smagnetizzante⁶ che rende il comportamento di ogni provino fortemente legato alle sue caratteristiche geometriche. Perciò, vincoli pratici, come ad esempio la realizzazione di un circuito magnetico compatto o l'accettazione di uno specifico metodo di misura, possono portare inevitabilmente ad ottenere relazioni approssimate delle grandezze intrinseche: l'obiettivo perseguito è quello di ottenere una buona riproducibilità delle misure, cioè una sostanziale equivalenza dei risultati valutati in differenti momenti e in diverse configurazioni.

La struttura del circuito magnetico scelta per questo studio è di tipo chiuso essendo questa una configurazione adatta nella valutazione delle curve di magnetizzazione e di isteresi, come riconosciuto in letteratura nel caso di materiali magnetici dolci; in particolare i provini a disposizione per la prova sono stati realizzati in forma toroidale con differenti dimensioni geometriche.

⁶ Nasce nel materiale magnetico ogni volta che il vettore magnetizzazione \mathbf{M} subisce una discontinuità ($\nabla \cdot \mathbf{M} \neq 0$) influenzando in maniera consistente la metodologia di misura e la relativa accuratezza.

In pratica, solo i materiali magnetici dolci possono essere pienamente testati come toroidi in quanto la forza di campo disponibile attraverso l'avvolgimento primario è limitata.



Fig. 3.2 – Provini toroidali ottenuti dalla stessa lamina di acciaio Fe-9Cr

In tabella sono riportate le dimensioni fisiche dei tre provini a disposizione:

CAMPIONE A		CAMPIONE B		CAMPIONE C	
r0 [mm]	50	r0 [mm]	45	r0 [mm]	30
ri [mm]	45	ri [mm]	30	ri [mm]	25
h [mm]	1,6	h [mm]	1,5	h [mm]	1,6
M [g]	17,45	M [g]	42,05	M [g]	9,55
Ae [mmq]	7,992603547	Ae [mmq]	22,19426378	Ae [mmq]	7,9779
le[mm]	297,8998398	le[mm]	229,2851169	le[mm]	171,83
Atoro [mq]	0,00150018	Atoro [mq]	0,00111033	Atoro [mq]	0,0009
V [m3]	6,00072E-07	V [m3]	4,16374E-07	V [m3]	3E-07
\mathcal{R}_a [1/H]	29580904,75	\mathcal{R}_b [1/H]	8199069,671	\mathcal{R}_c [1/H]	2E+07
D0/Di	1,111111111	D0/Di	1,5	D0/Di	1,2

Tab. 3.1 – Dimensioni fisiche provini toroidali acciaio Fe-9Cr

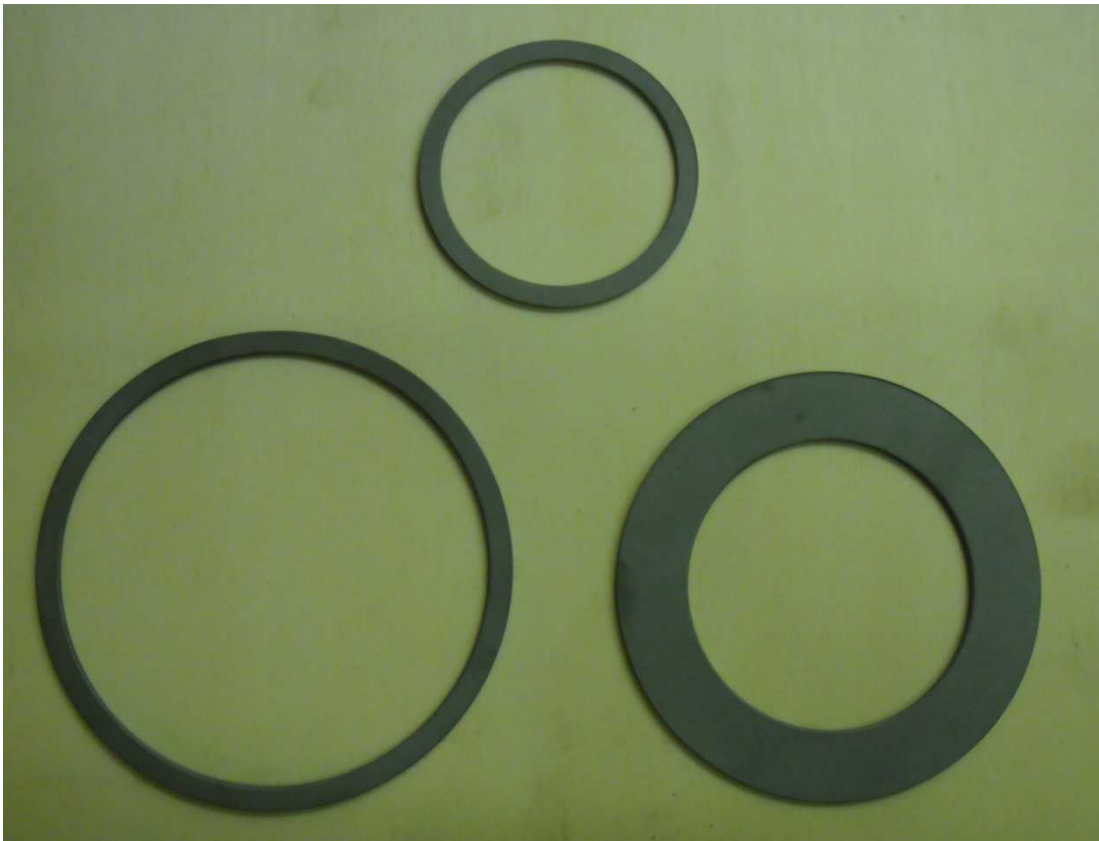


Fig. 3.3 – Provini toroidali acciaio Fe-9Cr: campione “A” in basso a sinistra, campione “B” in basso a destra, campione “C” in alto al centro

L'avvolgimento primario è stato uniformemente disposto attorno al nucleo e considerando soddisfatta l'ipotesi di trattare un materiale con suscettività magnetica scalare, le linee di flusso devono seguire il cammino circolare medio a minor energia.

Un problema cruciale nel voler ottenere misure accurate è rappresentato dalla diminuzione del campo applicato nel passaggio dall'interno all'esterno dei contorni del toroide. L'intensità delle linee di campo circolari, generate dal circuito primario uniformemente distribuito sul provino, sono inversamente proporzionali alla dimensione del loro diametro D , a cui è associata la lunghezza del percorso magnetico $l(D) = \pi \cdot D$.

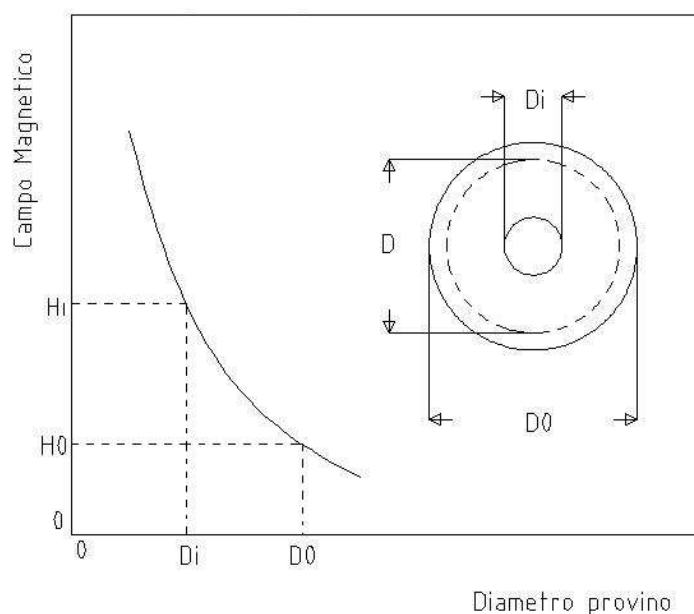


Fig. 3.4 – Il campo circonfrenziale generato da un avvolgimento primario uniformemente distribuito decresce, andando dall'interno all'esterno dei contorni del provino toroidale, con l'inverso del diametro D , a causa della corrispondente variazione della linea di campo $l(D)=\pi D$. L'andamento in figura fa riferimento ad un campo magnetico di intensità $H=N_1 i_1 / l_e$, dove N_1 e i_1 sono rispettivamente il numero di spire e il valore della corrente e l_e il cammino medio della linea di campo $l_e=\pi D_e$, con

$$D_e=(D_i + D_0)/2.$$

L'obiettivo finale della misura è la caratterizzazione delle proprietà magnetiche del materiale, per cui si deve mantenere una buona uniformità di magnetizzazione sulla sezione trasversale del provino: la norma prescrive che il rapporto tra raggio esterno ed interno debba soddisfare la disuguaglianza $D_0/D_i \leq 1,1$.

Si definisce la lunghezza media del circuito magnetico

$$l_e = \pi D_e \tag{3.1}$$

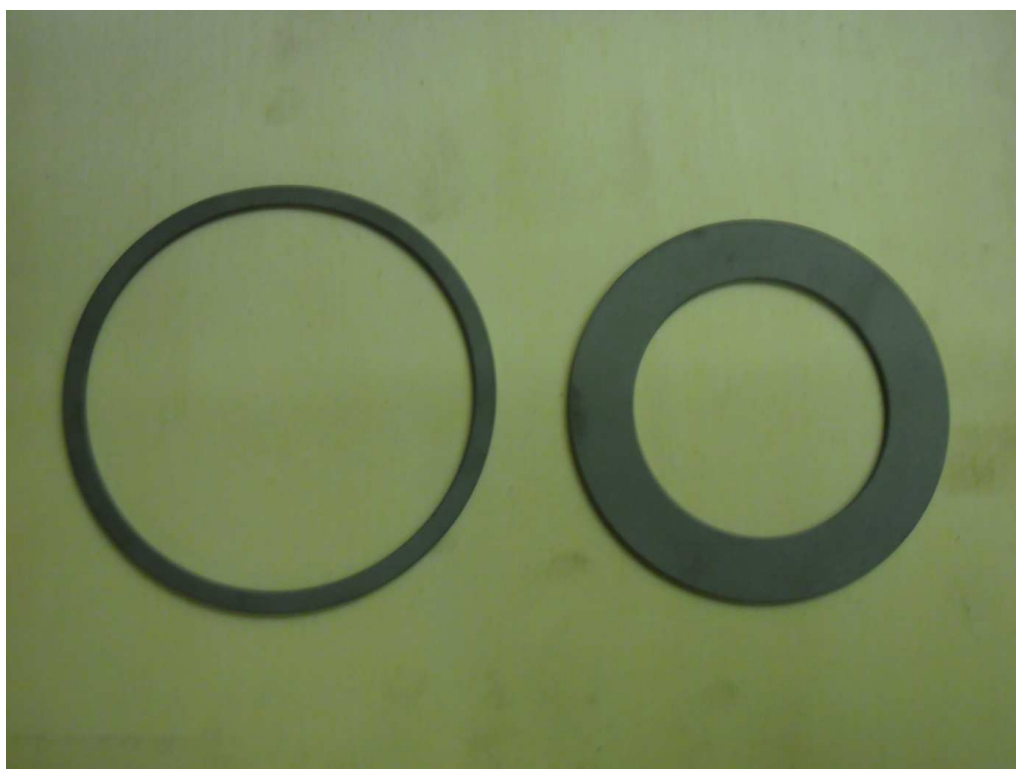
con

$$D_e = (D_i + D_0)/2 \tag{3.2}$$

Da cui, noto il numero di spire a primario N_1 e la corrente che vi circola i_1 , si valuta il campo magnetico

$$H = \frac{N_1 \cdot i_1}{l_e} \tag{3.3}$$

In figura 3.3 sono messi a confronti i tre campioni toroidali; a seguito delle valutazioni fatte in precedenza si è scelto di impiegare per le acquisizioni i provini "A" e "C" essendo questi due, costruttivamente, i campioni più snelli (nella foto sotto sono paragonati il provino "A" e "B") e quindi più adatti ad una ripartizione uniforme del flusso magnetico al loro interno.



CAMPIONE A	
r0 [mm]	50
ri [mm]	45
h [mm]	1,6
M [g]	17,45
Ae [mmq]	7,992603547
le[mm]	297,8998398
V [m3]	6,00072E-07
$\mathcal{R}a$ [1/H]	29580904,75
D0/Di	1,111111111

CAMPIONE B	
r0 [mm]	45
ri [mm]	30
h [mm]	1,5
M [g]	42,05
Ae [mmq]	22,19426378
le[mm]	229,2851169
V [m3]	4,16374E-07
$\mathcal{R}b$ [1/H]	8199069,671
D0/Di	1,5

Fig. 3.5 – Campioni a confronto acciaio Fe-9Cr

Per far fronte al valore relativamente alto del rapporto D_0/D_i nei componenti, la lunghezza equivalente l_e è definita come la lunghezza della linea di campo media:

$$l_e = 2\pi \cdot \frac{\ln \frac{r_0}{r_i}}{\left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_0}\right)} \quad (3.4)$$

L'espressione precedente è derivata da considerazioni empiriche. Si considera un avvolgimento primario uniformemente avvolto che genera un campo attorno a l_e , che è equivalente al campo generato da una ipotetica singola spira posizionata lungo la circonferenza media del toro. Un avvolgimento secondario, anch'esso uniformemente distribuito e assimilabile ad una singola spira, rileva il flusso. [1]