

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II



FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Dottorato di ricerca in Tecnologie e Sistemi di

Produzione

Indirizzo Materiali, Processi e Sistemi Innovativi

XXIII ciclo

TESI DI DOTTORATO

**SVILUPPO DI PROCEDURE NUMERICHE PER LA
SIMULAZIONE DI TRATTAMENTI TERMICI AD
INDUZIONE SU MANUFATTI DI GRANDI DIMENSIONI
CON PREVALENTE SVILUPPO ASSIALE**

**Coordinatore
Prof. Ing. Giuseppe Giorleo**

**Dottorando
Ing. Gianfranco Dell'Università**

**Tutor
Prof. Ing. Antonio Langella**

Anno Accademico 2010/2011

INDICE

INTRODUZIONE	1
CAPITOLO 1.....	3
TRATTAMENTI TERMICI INDUTTIVI	
<i>1.1 INTRODUZIONE.....</i>	<i>3</i>
<i>1.2 I TRATTAMENTI TERMICI SUPERFICIALI DEGLI ACCIAI.....</i>	<i>3</i>
<i>1.3 RISCALDAMENTO AD INDUZIONE E TEMPRA</i>	<i>6</i>
1.3.1 Skin effect.....	11
1.3.2 Isteresi magnetica.....	17
1.3.3 Distanza di accoppiamento.....	18
1.3.4 Parametri chiave del processo	18
1.3.5 Metodologie di trattamento ad induzione.....	25
1.3.6 Profondità di tempra.....	26
<i>1.4 TEORIA DEL RISCALDAMENTO INDUTTIVO</i>	<i>27</i>
1.4.1 Fenomeni elettromagnetici.....	28
1.4.2 Fenomeni termici.....	36
1.4.3 Modello ed equazioni del campo elettromagnetico.....	38
1.4.4 Modello ed equazioni dello scambio termico.....	39
CAPITOLO 2.....	43
MODELLISTICA NUMERICA DEI TRATTAMENTI INDUTTIVI	
<i>2.1 INTRODUZIONE.....</i>	<i>43</i>
<i>2.2 GENERALITA'.....</i>	<i>44</i>
<i>2.3 METODI DIFFERENZIALI.....</i>	<i>45</i>
<i>2.4 FINITE DIFFERENCE METHODS</i>	<i>46</i>
<i>2.5 FINITE ELEMENT METHODS.....</i>	<i>47</i>
<i>2.6 BOUNDARY ELEMENT METHODS</i>	<i>51</i>
CAPITOLO 3.....	53
STUDIO DI UN CASO: ELEMENTO D'ASTA DA PERFORAZIONE	
<i>3.1 INTRODUZIONE.....</i>	<i>53</i>
<i>3.2 ASTE DA PERFORAZIONE DI TIPO TELESCOPICO.....</i>	<i>53</i>
3.2.1 Usura dell'asta telescopica	56
<i>3.3 CARATTERIZZAZIONE TERMICA E METALLURGICA DEL MATERIALE.....</i>	<i>58</i>
<i>3.4 CARATTERIZZAZIONE MAGNETICA DEL MATERIALE.....</i>	<i>62</i>
3.4.1 Dimensionamento del provino	64

3.4.2 Il circuito di misura	67
3.4.3 Misure a temperatura variabile.....	71
CAPITOLO 4.....	78
SIMULAZIONE DEL RISCALDAMENTO INDUTTIVO PER UN ELEMENTO DI ASTA DA PERFORAZIONE	
<i>4.1 INTRODUZIONE.....</i>	<i>78</i>
<i>4.2 TEORIA ELETTROMAGNETICA</i>	<i>80</i>
4.2.1 Equazioni di Maxwell	80
4.2.2 Relazioni costitutive	81
4.2.3 Relazioni costitutive generalizzate.....	82
4.2.4 Potenziali elettrico e magnetico	83
4.2.5 Energia elettromagnetica.....	83
4.2.6 L' approssimazione quasi-statica	84
4.2.7 Condizioni al contorno e sulle interfacce.....	85
4.2.8 Implementazione del campo elettromagnetico quasi-statico in Comsol.....	86
<i>4.3 TEORIA DI TRASMISSIONE DEL CALORE E RELATIVA IMPLEMENTAZIONE.....</i>	<i>90</i>
4.3.1 Equazione generale della trasmissione del calore	90
4.3.2 Condizioni al contorno	92
4.3.3 Trasmissione per irraggiamento	92
<i>4.4 ACCOPPIAMENTO DEL CAMPO ELETTROMAGNETICO E DEL CAMPO DI TEMPERATURA</i>	<i>94</i>
4.4.1 Modellazione numerica in COMSOL Multiphysics	98
<i>4.5 MODELLAZIONE DEL RISCALDAMENTO INDUTTIVO IN SINGLE-SHOT SU UN ELEMENTO DI ASTA.....</i>	<i>101</i>
4.5.1 Geometria	101
4.5.2 Definizione dei materiali	104
4.5.3 Definizione del modello, settaggi fisici e discretizzazione	111
4.5.4 Risultati della simulazione numerica single-shot.....	114
4.5.5 Analisi dei risultati	121
CAPITOLO 5.....	123
MODELLI NUMERICI PER LA SIMULAZIONE DEL RISCALDAMENTO AD INDUZIONE SCANNING	
<i>5.1 INTRODUZIONE.....</i>	<i>123</i>
<i>5.2 MODELLAZIONE NUMERICA DEL RISCALDAMENTO AD INDUZIONE SCANNING SU UN ELEMENTO DI ASTA.....</i>	<i>125</i>

5.2.1 Risultati della simulazione numerica scanning con Moving Mesh.....	130
5.3 <i>MODELLI NUMERICI PER IL RISCALDAMENTO INDUTTIVO</i>	136
5.3.1 Modello numerico con Heating Translational Motion, senza concentratore di flusso.....	137
5.3.2 Modello numerico con Heating Translational Motion, e con concentratore di flusso.....	145
5.3.3 Analisi dei risultati	153
CAPITOLO 6.....	155
CONCLUSIONI E SVILUPPI FUTURI	
6.1 <i>RISULTATI CONSEGUITI</i>	155
6.2 <i>SVILUPPI FUTURI</i>	156
6.3 <i>IPOTESI DI IMPIANTO</i>	157
BIBLIOGRAFIA	160

INTRODUZIONE

Il lavoro svolto in questa tesi, relativa al Dottorato di Ricerca in Tecnologie e Sistemi di Produzione, indirizzo Materiali Processi e Sistemi Innovativi, è stato orientato allo sviluppo di procedure numeriche per la simulazione di trattamenti termici ad induzione su manufatti di grandi dimensioni con prevalente sviluppo assiale, vertendo in particolare sulla fase del riscaldamento induttivo.

Allo stato attuale non è possibile ottimizzare il trattamento ad induzione attraverso un modello deterministico che prenda in considerazione la geometria dell'induttore, la storia del materiale, le condizioni di riscaldamento, la drasticità del raffreddamento e la metallurgia risultante. Meno che mai è possibile determinare i parametri ottimali del processo risolvendo equazioni in forma chiusa. Esistono in letteratura relazioni scaturite da studi empirici, applicabili però solo a determinate geometrie di manufatti ed induttori, per i quali sono state condotte un elevato numero di prove nel corso degli ultimi sessanta anni.

Nel caso di forme complesse, e per applicazioni non standard del processo, si rende perciò necessario l'utilizzo di una simulazione numerica con codici di calcolo agli elementi finiti, o ai contorni finiti, o alle differenze finite. Si riesce così a ridurre notevolmente i tempi necessari per ottimizzare i parametri chiave del trattamento, evitando estese e costose campagne di prove sperimentali.

L'opportunità di avere una procedura di simulazione semplice ed affidabile in grado di predire l'evoluzione del riscaldamento ad induzione e, almeno a grandi linee, le trasformazioni metallurgiche del materiale sottoposto a trattamento, è stata la principale motivazione che ha spinto a condurre quest'attività di ricerca.

È stata innanzitutto presentata una panoramica dello stato dell'arte rispetto alla problematica dei trattamenti induttivi, e della relativa modellistica numerica del processo attualmente disponibile.

Successivamente si è considerato, come caso studio, il trattamento induttivo sulla superficie di un elemento di asta telescopica per la perforazione geotecnica, sviluppando un modello di simulazione adatto.

L'obiettivo principale della tesi è stato quello di mettere a punto quindi delle procedure numeriche, basate essenzialmente sul Metodo agli Elementi Finiti (FEM), in grado di poter modellare principalmente il processo di riscaldamento induttivo di tipo *scanning* su manufatti cilindrici di grandi dimensioni e di sezione non banalmente circolare.

A valle della simulazione del processo ad induzione è stata infine ottenuta la predizione, di massima, delle trasformazioni metallurgiche risultanti nel manufatto sottoposto a riscaldamento.

Per la messa a punto dei modelli predittivi si è fatto uso di *COMSOL Multiphysics*[®], un codice agli elementi finiti *multipurpose* e multi-fisico, che risulta più versatile e meno costoso dei codici di calcolo commerciali dedicati, i quali sono implementati precipuamente per la simulazione dei trattamenti termici induttivi, ed in generale dei trattamenti termici in toto.

CAPITOLO 1

TRATTAMENTI TERMICI INDUTTIVI

1.1 INTRODUZIONE

I trattamenti termici induttivi sono dei processi di trattamento dei materiali metallici basati principalmente sul riscaldamento resistivo causato dalla circolazione di correnti indotte dovute appunto a fenomeni di Induzione Elettromagnetica. Il riscaldamento suddetto, chiamato semplicemente riscaldamento induttivo, è un metodo comunemente utilizzato in svariati altri processi di lavorazione dei metalli, oltre che nei trattamenti termici propriamente detti. In particolare si citano la forgiatura, la saldatura, la fusione. Il numero di prodotti e manufatti industriali che subiscono un riscaldamento induttivo durante alcuni stadi della loro produzione è enorme ed in costante crescita.

In questo primo capitolo si è ritenuto opportuno fornire una breve introduzione ai trattamenti termici induttivi, con particolare riferimento alle loro applicazioni su manufatti con prevalente sviluppo assiale (trattamenti di tipo Scanning), ed una panoramica delle teoria e delle equazioni che governano i fenomeni fisici in gioco.

1.2 I TRATTAMENTI TERMICI SUPERFICIALI DEGLI ACCIAI

I trattamenti termici superficiali rispondono all'esigenza di un'ottima resistenza all'usura e alla fatica, accoppiata alla capacità di resistere agli urti ed alla flessione, conferendo cioè al materiale un'elevata durezza superficiale ed un'alta tenacità al cuore. Nella pratica industriale convenzionale, si distinguono trattamenti che modificano la struttura senza modificare la composizione chimica del metallo, come fiammatura e tempra di induzione, e trattamenti che modificano anche la composizione chimica, come cementazione, nitrurazione e carbonitrurazione.

La **fiammatura** è un trattamento di tempra, limitato alla zona superficiale; viene effettuato esponendo direttamente alla fiamma di uno o più cannelli, la superficie del prodotto, per portarla alla temperatura di austenitizzazione con successivo rapido raffreddamento. Questo trattamento è molto adatto quando le dimensioni del manufatto sono troppo grandi per i normali forni, o quando il trattamento è richiesto solo su zone limitate del prodotto.

La **tempra ad induzione** provoca il riscaldamento superficiale, sfruttando l'effetto di induzione elettromagnetica, generato quando un oggetto è immerso in un campo elettromagnetico variabile; quest'ultimo è ottenuto facendo passare della corrente alternata in una bobina che circonda l'oggetto. Il flusso di corrente indotta, determina il riscaldamento per effetto Joule; tale flusso interessa solo la zona superficiale, con uno spessore tanto più limitato quanto maggiore è la frequenza della corrente alternata; regolando la frequenza si può allora regolare la profondità del riscaldamento, e quindi della zona austenitizzata; con il successivo rapido raffreddamento, si ottiene una tempra la cui profondità varia fra 0.2 mm e 10 mm, in funzione appunto della frequenza utilizzata.

Nella **cementazione**, la superficie del manufatto viene arricchita in carbonio, mentre il cuore conserva invariata la sua composizione chimica. Utilizzando un acciaio con contenuto di carbonio non superiore allo 0.25% , e portando la superficie ad un contenuto dello 0.8-0.9% di carbonio, si riesce ad ottenere, dopo tempra, la massima durezza superficiale senza eccessivo infragilimento associata ad un'ottima tenacità al cuore. Il processo consiste in una diffusione del carbonio, da un mezzo carburante alla struttura dell'acciaio; l'acciaio è portato ad una temperatura di 900-980 °C , per una completa austenitizzazione, in presenza del mezzo carburante; maggiore è il tempo di permanenza alle elevate temperature, maggiore sarà il tempo concesso alla diffusione del carbonio, e quindi tanto più profondo sarà lo strato interessato al fenomeno. Il mezzo carburante può essere solido, liquido o gassoso, ma il processo tecnologico richiede in ogni caso l'utilizzo di forni, vasche, cassette, o comunque ambienti chiusi ad atmosfera controllata nei quali viene collocato l'intero manufatto. Il trattamento di carbocementazione, inoltre, non conferisce da solo particolare durezza alla superficie, ma ne arricchisce soltanto il contenuto in carbonio; è quindi necessario un successivo

trattamento di tempra per ottenere sia nello strato cementato che nel cuore, le proprietà ottimali. La suddetta tempra, nelle sue diverse varianti - diretta, singola, doppia - necessita ancora di adeguati forni, vasche di raffreddamento e sistemi di movimentazione del manufatto.

La **nitrurazione** è un trattamento di indurimento, ottenuto mediante diffusione di azoto sulla zona superficiale del prodotto. I pezzi nitrurati, non devono essere sottoposti a successivi trattamenti di tempra, in quanto l'azoto indurisce la zona nitrurata formando, per reazione chimica, nitruri all'atto stesso della diffusione. Ulteriore grosso vantaggio della nitrurazione è la temperatura relativamente bassa del processo (500-650°C), che non modifica sostanzialmente la struttura al cuore dell'acciaio e induce minime distorsioni, ma ha come svantaggio, la riduzione della velocità di diffusione dell'azoto e quindi una notevole durata del processo, che può raggiungere anche le 100 ore, per spessori nitrurati di 0.5 mm. Il processo tecnologico consiste nell'espore il materiale in una corrente di ammoniaca circolante alle temperature su dette; esso necessita quindi di adeguati forni ad atmosfera controllata.

La **carbonitrurazione** consiste nella diffusione simultanea de carbonio e azoto nella zona superficiale del manufatto. La presenza dell'azoto favorisce la diffusione del carbonio e consente perciò di operare a temperature più basse della cementazione (circa 800°C). Le durezze superficiali ottenibili sono in genere più elevate rispetto a quelle dei precedenti trattamenti, anche se i tempi richiesti di diffusione sono considerevolmente superiori. Il processo tecnologico richiede l'esposizione del manufatto in una atmosfera simile a quella usata nella cementazione, ma arricchita di ammoniaca; successivamente i particolari carbonitrurati devono essere sottoposti a tempra, per sviluppare le caratteristiche di durezza ottimali. Come la cementazione anche questo processo necessita quindi di adeguati impianti di diffusione gassosa e tempra.

Dalla breve panoramica di trattamenti superficiali convenzionali, emerge chiaramente che i processi più adeguati di indurimento superficiale di manufatti di grosse dimensioni sono la tempra ad induzione e la fiammatura, perché non necessitano di forni, ambienti chiusi ad atmosfera controllata, vasche di raffreddamento, sistemi che - a causa della tipologia considerata per i manufatti in oggetto - dovrebbero essere di dimensioni notevoli. La fiammatura presenta però due grossi svantaggi, che peggiorano le proprietà

chimiche e strutturali dell'acciaio: il rischio di decarburazione in superficie e l'ingrossamento del grano austenitico, inconvenienti causati del lento e prolungato riscaldamento caratteristico della fiamma con gas combustibile.

Pertanto la ricerca sarà orientata all'approfondimento e all'applicazione della tempra ad induzione, che risulta il trattamento superficiale più idoneo per i manufatti di grandi dimensioni con prevalente sviluppo assiale, e che inoltre si presta con alcune varianti anche al trattamento di materiali metallici non ferrosi .

1.3 RISCALDAMENTO AD INDUZIONE E TEMPRA

Come emerso nel precedente paragrafo una differenza sostanziale tra i trattamenti di tempra superficiale realizzati in forno ed il trattamento di tempra induttiva, è il più basso tempo di riscaldamento necessario con quest'ultimo. Un tempo di riscaldamento contenuto, consente di localizzare la formazione di martensite in un sottilissimo strato – tipicamente da 0,1 mm a qualche millimetro di profondità – ed ottenere, quindi, un materiale di elevata durezza superficiale. Allontanandosi dalla superficie del pezzo il riscaldamento è sempre più lento e le temperature raggiunte sempre minori: da una struttura austenitica in superficie si passa a strutture solo parzialmente austenitizzate e infine a strutture totalmente non austenitizzate.

In tutti i processi di tempra, la durezza e le caratteristiche finali del materiale dipendono dalla fase austenitica di partenza. Per completare la trasformazione austenitica, è necessario mantenere il materiale al di sopra della temperatura di completa trasformazione (Ac_3) per un tempo sufficiente a permettere la diffusione degli atomi di carbonio e la formazione dei grani di austenite (Fig.1.0). Il tempo necessario per completare la trasformazione dipende dalla temperatura di austenitizzazione e dalla struttura di partenza: la velocità della trasformazione è strettamente vincolata da quella di diffusione degli atomi di carbonio, che, com'è noto, cresce con la temperatura: ad alte temperature (oltre i $900^{\circ}C$ per acciai ipoeutetoidici ($\%C < 0.8$)) l'austenite si forma in poche frazioni di secondo.

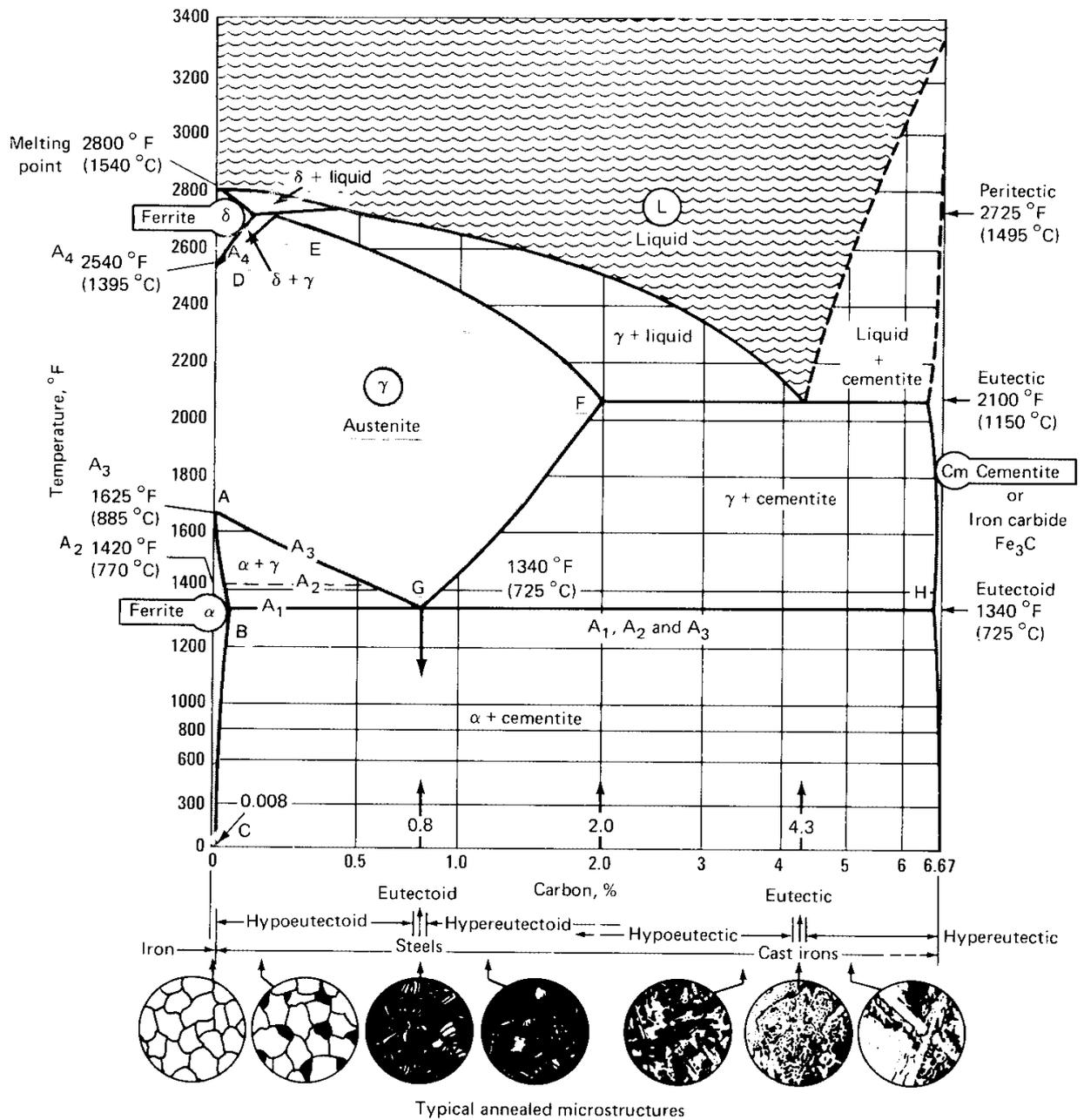


Figura 1.0) Diagramma di equilibrio Ferro-Carbonio.

Questa proprietà è largamente sfruttata nei trattamenti di tempra ad induzione: la superficie del pezzo è portata velocemente ad una temperatura più alta di quella tradizionalmente raggiunta nei forni, ottenendo così, in brevissimo tempo, austenite che

successivamente viene temprata. Non è necessario quindi un mantenimento alla temperatura di austenitizzazione (Fig.1.1).

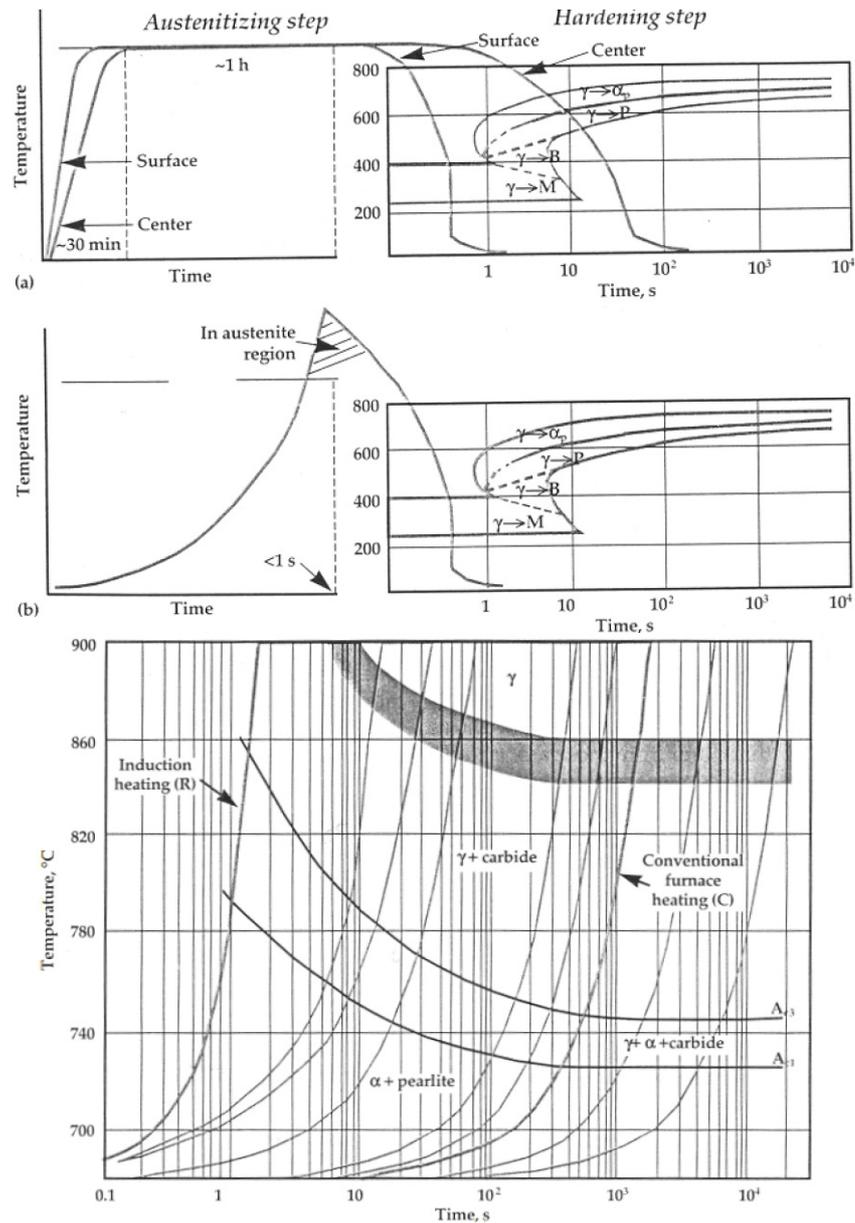


Figura 1.1) Confronto in condizioni CCT tra tempra tradizionale (a) e tempra ad induzione (b), e fase di riscaldamento.

Generalmente, per la completa austenitizzazione, negli acciai legati bisogna raggiungere temperature più alte (di circa 100°C) rispetto agli acciai al carbonio, poiché i carburi

presenti in queste leghe necessitano di molta energia per rompere i legami con gli atomi di carbonio.

Sperimentalmente si rileva inoltre che al crescere della velocità di riscaldamento, A_{c1} e A_{c3} crescono. Questo accade perché la diffusione del carbonio all'interno del reticolo FCC del Fe- γ può avvenire solo nell'intervallo di tempo in cui il materiale si trova tra A_{c1} (temperatura di inizio trasformazione) e A_{c3} , e tale intervallo di tempo si riduce al crescere della velocità di riscaldamento.

Nei trattamenti di tempra induttiva si ottiene uno strato superficiale di durezza e resistenza elevata, e ciò è dovuto a 3 fenomeni:

- *Tensioni residue.* La elevata resistenza è in parte dovuta alle tensioni residue di compressione che si sviluppano durante il cambiamento di fase. La formazione di martensite è caratterizzata da un aumento di volume; durante il raffreddamento sulla superficie si forma martensite ed al centro del pezzo si forma generalmente una struttura mista di bainite e perlite avente densità superiore. La variazione di volume specifico all'interno del pezzo crea tensioni residue di compressione. Questo effetto è ovviamente molto marcato nella tempra induttiva, dove si può selezionare con precisione lo strato di materiale che deve subire la trasformazione martensitica.
- *Segregazione del carbonio.* Nei trattamenti di tempra superficiale, l'alta velocità con cui si forma la martensite, determina una forte segregazione del carbonio da cui deriva una struttura martensitica mista costituita da lamelle con alta e bassa percentuale di carbonio. Le lamelle di martensite ricche in carbonio conferiscono al materiale estrema durezza. Questo effetto è particolarmente accentuato in acciai ipoeutetoidici.
- *Diametro del grano di austenite.* La martensite ottenuta nei trattamenti di tempra ad induzione è generalmente caratterizzata da una grana fine, poiché deriva da un'austenite di piccola granulometria. Al contrario, se il trattamento fosse effettuato in forno, la bassa velocità di riscaldamento consentirebbe all'austenite che si sta formando di aggregarsi in grani di grandi dimensioni. Si formerebbe, conseguentemente, una martensite con grana più grande, dispersa in una struttura abbastanza omogenea, risultando, pertanto, meno dura.

Il trattamento termico ad induzione consiste nell'applicare un campo magnetico variabile sul pezzo che deve essere riscaldato; com'è noto dai principi della fisica, ciò induce, nel materiale che incontra le linee di forza del campo magnetico, un flusso di elettroni: la corrente di Eddy [fig.1.2].

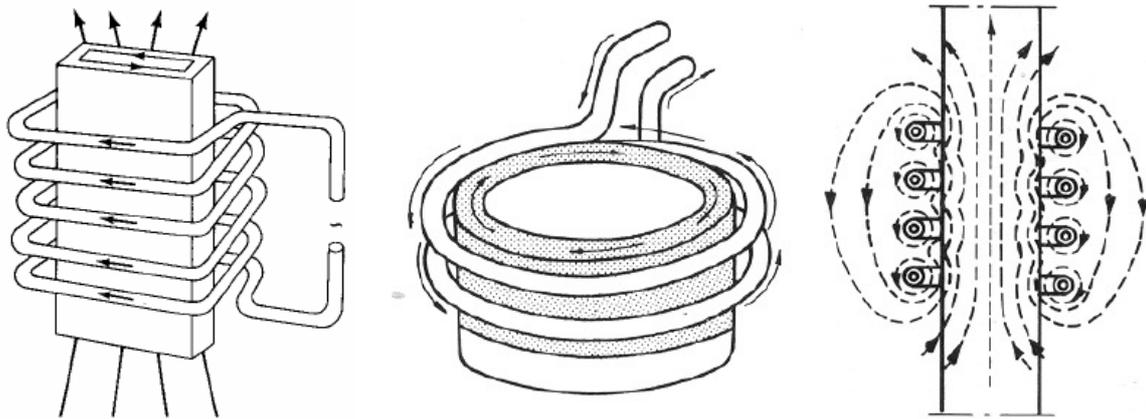


Figura 1.2) Induzione e corrente di Eddy

Il riscaldamento del pezzo è dovuto a 2 fenomeni:

- Effetto Joule dovuto alle correnti di Eddy.
- Dissipazione durante l'inversione del campo magnetico (Isteresi nei materiali ferromagnetici).

Generalmente il secondo aspetto è trascurabile, per cui si può ritenere, con buona approssimazione, che la quantità di calore sviluppata sia proporzionale alla intensità di corrente e al quadrato della resistenza del conduttore: $\Delta Q = I R^2 \Delta t$.

I sistemi di riscaldamento induttivo (forni ad induzione) sono costituiti schematicamente da:

- un **induttore**, ovvero avvolgimento induttivo, costituito da un tubo di rame;
- una **unità elettrica**, costituita da un generatore alimentato a corrente di rete e un **convertitore di frequenza**, quest'ultimo rappresenta un componente cruciale del sistema;
- un **circuito di raffreddamento**, con circolazione di un liquido refrigerante (solitamente acqua) nell'avvolgimento.

La forma dell'avvolgimento induttivo varia in dipendenza della geometria della superficie da trattare. L'induttore deve dunque essere realizzato in funzione del manufatto che deve riscaldare; esso è alimentato dall'unità elettrica e crea un campo magnetico che dipende da:

- Intensità della corrente di alimentazione;
- Numero di spire che avvolgono il pezzo.

In un conduttore elettrico, posto all'interno di un campo magnetico variabile, si sviluppano le correnti di Eddy secondo la legge di Faraday - Neumann:

$$f.e.m = -N \cdot \frac{\partial \Phi(B)}{\partial t}$$

ove f.e.m = forza elettromotrice della corrente indotta

N = numero di spire che avvolgono il pezzo

Φ = flusso del campo magnetico B.

In questo processo il ruolo dell'induttore è l'equivalente del circuito primario di un trasformatore, e il pezzo da riscaldare rappresenta il circuito secondario; per tale motivo, in letteratura, si parla spesso di "transformer action".

Per la legge di Faraday - Neumann, istante per istante, la corrente indotta nel materiale "gira" in verso opposto a quella che circola nella spira [fig.1.1], generando un campo magnetico opposto a quello "inducente"; l'effetto combinato dei due campi comporta che, all'interno del pezzo da riscaldare, si annulli il campo magnetico.

Sperimentalmente si rileva che le correnti di Eddy sono concentrate in prossimità della superficie e decrescono (in intensità) man mano che ci si avvicina al cuore del pezzo: "skin effect".

1.3.1 Skin Effect

Questo fenomeno è dovuto all'interazione tra il campo di conduzione ed il campo magnetico generato dalle cariche stesse in movimento nel conduttore. In questo fenomeno sono alterati sia il campo di conduzione che il campo magnetico. Il risultato è una distribuzione non uniforme di densità di corrente nei conduttori e, quindi, un

aumento di resistenza. La corrente tende ad addensarsi in prossimità del bordo esterno dei conduttori, da cui il nome effetto pelle.

Consideriamo il caso semplice di un conduttore a simmetria cilindrica e concentriamo l'attenzione su quello che accade in prossimità della zona di separazione, tra conduttore ed isolante (aria).

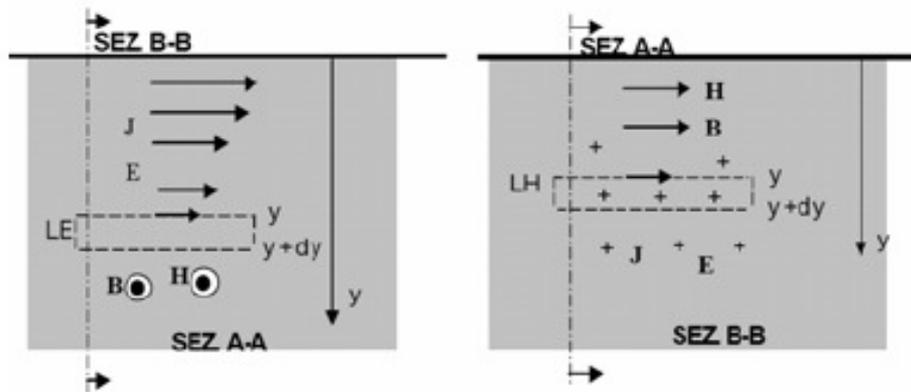


Figura 1.3) Skin Effect

Supponiamo che la corrente percorra il conduttore in direzione assiale e che le dimensioni della sezione siano grandi. In queste condizioni, il problema è monodimensionale: tutti i campi sono funzioni della distanza y dal piano di separazione conduttore/isolante e del tempo [fig.1.3].

Si applica il teorema di Ampere alla linea chiusa LH tra i livelli y e $y+dy$:

$$J = \frac{\partial H}{\partial y}$$

Dalla legge dell'induzione magnetica applicata alla linea chiusa LE tra i livelli y e $y+dy$:

$$\frac{\partial E}{\partial y} + \frac{\partial B}{\partial t} = 0$$

Considerando che:

$$J = \sigma \cdot E$$

$$B = \mu \cdot H$$

Si ricava la seguente equazione differenziale:

$$\frac{\partial^2 J}{\partial y^2} + \sigma \cdot \mu \cdot \frac{\partial J}{\partial t} = 0$$

Se il conduttore è alimentato da una corrente sinusoidale la soluzione è espressa da:

$$J(y) = J_0 \cdot e^{-\left(\frac{y}{\delta} + i \cdot \frac{y}{\delta}\right)} \quad (1.1)$$

con:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \sigma \cdot \mu}} \quad \textit{spessore di penetrazione.}$$

Se cresce la frequenza f cresce ω e quindi decresce δ .

$J(y)$ (densità di corrente) è una funzione costituita da un esponente reale negativo (che determina un'attenuazione dell'intensità del campo con la profondità) ed un esponente immaginario (che determina una rotazione di fase).

I risultati ottenuti valgono in prossimità della superficie di un conduttore percorso da corrente se:

1. lo spessore del conduttore è molto maggiore dello spessore di penetrazione;
2. il raggio di curvatura della superficie è molto maggiore dello spessore di penetrazione.

In tali condizioni si è in presenza di effetto pelle massimo.

Più in generale, nel caso di conduttore qualsiasi, le leggi fisiche che spiegano lo "skin effect" danno origine ad un sistema di equazioni differenziali, espresso in forma compatta con l'equazione di Bessel, e da questa si ricava che da una superficie piana la corrente indotta decresce esponenzialmente dalla superficie al cuore (si veda la relazione (1.1)). L'equazione di Bessel permette infine di estrapolare una legge che lega la profondità di penetrazione della corrente indotta alle caratteristiche del materiale e la frequenza di alimentazione.

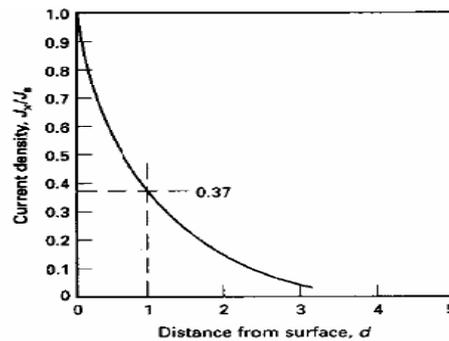


Figura 1.4) Profondità di penetrazione

Nella pratica, si considera lo spessore dello strato nel quale la corrente si riduce fino al 37% del valore che ha in superficie, che si definisce “*profondità di penetrazione della corrente indotta*” e risulta dato da:

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot f}} = 503 \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\mu \cdot f}} \quad (1.2)$$

ove:

δ = profondità di riferimento o penetrazione,

ρ = resistività del metallo,

μ_0 = permeabilità magnetica nel vuoto,

μ_r = permeabilità magnetica relativa,

f = frequenza del campo magnetico alternato generato dalla spira.

Determinare con esattezza il valore di “ δ ” non è semplice come potrebbe sembrare: “ ρ ” e “ μ ”, infatti – come si vedrà meglio nel seguito – variano con la temperatura (questo effetto è molto marcato nei materiali ferromagnetici).

In generale, al crescere della temperatura del trattamento termico, “ δ ” assume un valore superiore rispetto a quello teorico:

- nei materiali non magnetici l’incremento è di un fattore 2 o 3,
- nei materiali ferromagnetici tale incremento può arrivare ad un fattore 20.

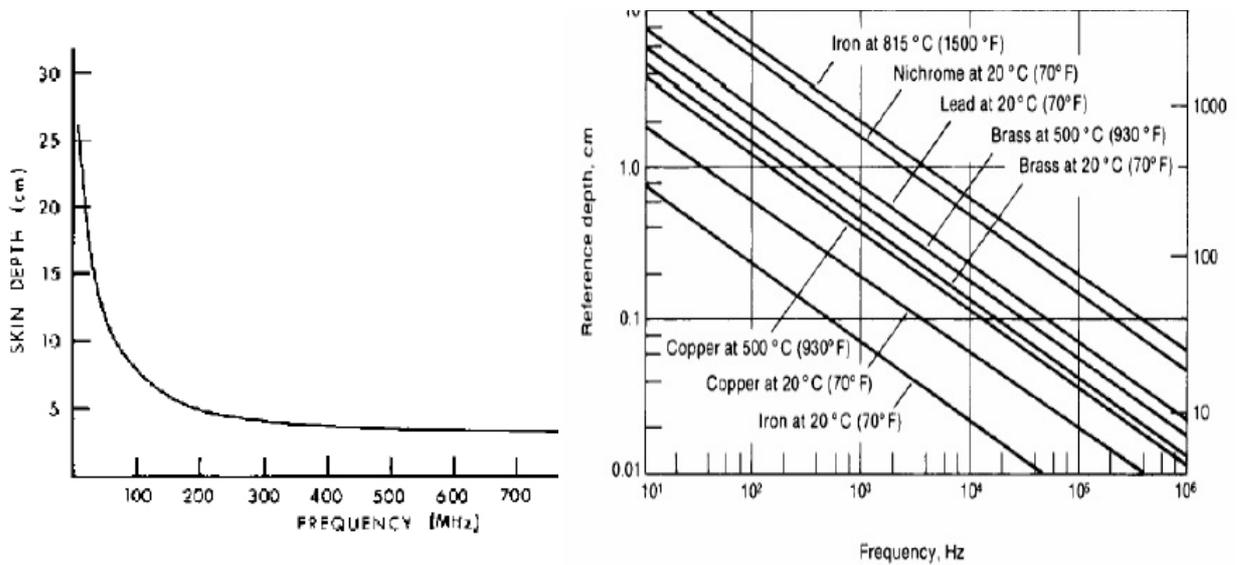


Figura 1.5) Profondità di penetrazione in funzione della frequenza e per diversi materiali

La corrente indotta decresce nello spessore del pezzo e arriva ad annullarsi sul lato opposto all'induttore; nella zona centrale, pertanto, si ha la sovrapposizione di correnti opposte che si annullano a vicenda: "current cancellation". Questo fenomeno comporta che in pezzi di piccolo spessore ($d/\delta < 4$) la sovrapposizione delle correnti di segno opposto è così forte da rendere inefficace il riscaldamento [figg.1.6,1.7a], e ne abbassa il rendimento.

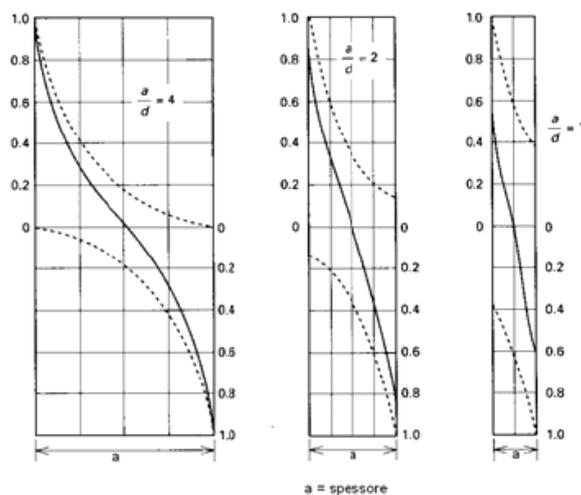


Figura 1.6) Current cancellation

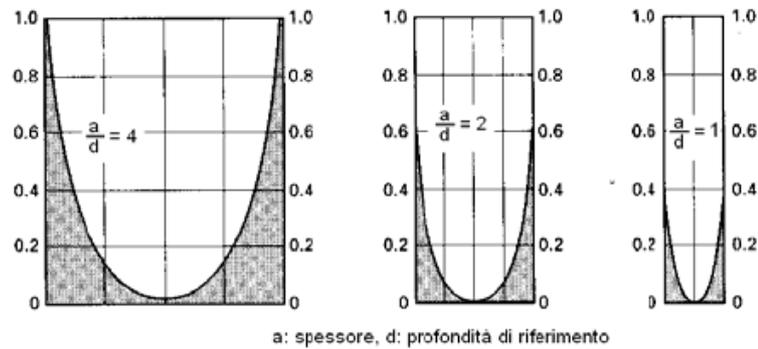


Figura 1.7a) Distribuzione del calore all'interno di un pezzo

Si consiglia, pertanto, il trattamento di riscaldamento induttivo a pezzi aventi uno spessore almeno 3 volte la profondità di riferimento [4]. L'eventuale preriscaldamento può essere eseguito nello stesso forno ad induzione, utilizzando una frequenza più bassa (3-10 kHz) del trattamento vero e proprio (forni a doppia frequenza).

Alla luce di quanto esposto è opportuno introdurre il concetto di *spessore elettromagnetico* di un oggetto conduttivo: si distinguono corpi sottili e corpi spessi, in dipendenza della dimensione geometrica del corpo, della sua orientazione rispetto alle linee del campo elettromagnetico, e della frequenza (Fig.1.7b). Se lo spessore o il diametro del solido è maggiore di sei volte lo spessore di penetrazione ($d/\delta > 6$) si parla di corpo elettromagnetico *spesso* [3] che non subisce certamente fenomeni di current cancellation. Siccome durante il ciclo di riscaldamento la profondità di penetrazione aumenta fino a 15 volte quella iniziale, a causa delle variazioni di permeabilità e resistività, un oggetto inizialmente spesso può diventare sottile all'aumentare della temperatura. Un corpo elettromagnetico *sottile* è praticamente trasparente al campo elettromagnetico esterno e perciò l'effetto Joule non assume entità apprezzabili.

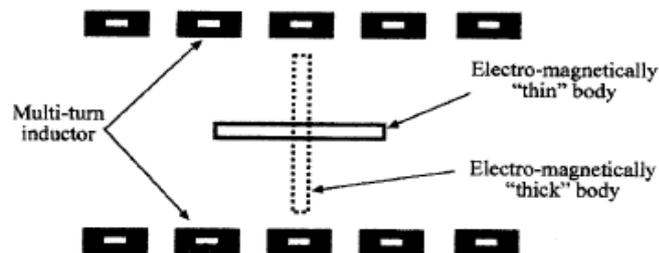


Figura 1.7b) Corpi sottili e spessi

1.3.2 Isteresi magnetica

I materiali magnetici, come nichel, ferro e acciaio sono soggetti al fenomeno di isteresi. Quando il campo magnetico esterno oscilla, compie un lavoro sul dominio magnetico del materiale. Il dominio inverte la sua polarità e si creano attriti che producono calore. L'energia persa a causa dell'isteresi, dipende dall'intensità del magnetismo del materiale e dal campo magnetico esterno, e determina l'area del ciclo di isteresi. Il ciclo di isteresi è il diagramma del campo magnetico B in funzione della densità dell'energia magnetica H , per un certo materiale. Una rappresentazione della rotazione del dominio magnetico è riportata in fig.1.8. L'isteresi è significativa per il riscaldamento ad induzione solo nei materiali ferromagnetici. Le perdite energetiche dovute all'isteresi rappresentano generalmente un effetto secondario nella maggior parte delle applicazioni industriali, perché l'effetto Joule è quello dominante. La temperatura elevata tende, in ogni caso, ad annullare questo effetto: quando la temperatura del materiale è al di sopra della temperatura critica di Curie (circa 720°C per acciaio), il materiale perde le sue caratteristiche ferromagnetiche e non subisce le perdite energetiche ed i riscaldamenti dovuti all'isteresi.

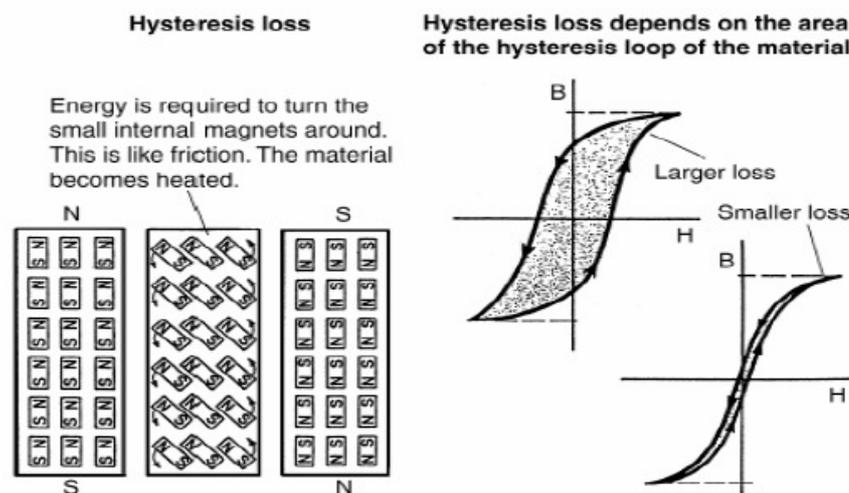


Figura 1.8) Perdite dovute all'isteresi nei materiali ferromagnetici

1.3.3 Distanza di accoppiamento

La distanza d'accoppiamento è la distanza tra pezzo e induttore; essa determina il numero di linee di forza che entrano nel pezzo. Il campo creato dalla spira è proporzionale alla corrente che vi circola e l'energia totale trasferita è proporzionale al quadrato del numero di linee di forza intercettate dal pezzo (queste sono concentrate in prossimità dell'induttore).

La frequenza di alimentazione determina la distribuzione spaziale delle linee di forza del campo magnetico: al crescere della frequenza tendono a concentrarsi in prossimità della spira; pertanto, se la distanza d'accoppiamento è grande a basse frequenze di alimentazione, il trasferimento di energia dall'induttore al pezzo avviene con un rendimento molto basso e quindi è poco conveniente. Per minimizzare questo effetto si possono usare i concentratori di flusso: materiale ferromagnetico posto in prossimità della spira.

L'ottimizzazione della distanza d'accoppiamento deve essere fatta considerando che altri fattori influenzano la sua scelta e spesso impediscono di impostare la distanza ottimale per il trasferimento di energia:

- condizioni del processo,
- sistemi di movimentazione del materiale,
- isolamento termico dell'induttore.

Da prove sperimentali si verifica che il fattore che influenza maggiormente la distanza dell'accoppiamento è la frequenza d'alimentazione. Per scegliere la corretta distanza d'accoppiamento, quindi, bisogna stabilire le modalità del processo di riscaldamento, scegliere la frequenza ottimale di alimentazione dell'induttore e valutare se tale "gap" è sufficiente a garantirne l'isolamento termico.

1.3.4 Parametri chiave del processo

Si possono, a questo punto, individuare i parametri chiave della tempra ad induzione.

Riscaldamento ad induzione

Nella fase di riscaldamento i due parametri fondamentali sono:

- *Potenza.*
- *Frequenza.*

Altri parametri che definiscono il ciclo di riscaldamento sono:

- Intensità del campo (elettrico o magnetico): è proporzionale alla potenza di alimentazione;
- Distanza d'accoppiamento: a questo parametro è strettamente legato il rendimento del riscaldamento induttivo;
- Caratteristiche del materiale “ ρ ” e “ μ ”;
- Geometria del manufatto: dimensioni, rapporto volume/superficie, forma;
- Induttore: geometria, numero di spire;
- Densità di potenza sulla superficie riscaldata: è una frazione della potenza dell'induttore; l'elevata densità di potenza, consente un ciclo di riscaldamento molto breve, che interesserà uno strato controllabile con precisione;
- Temperatura massima (oltre i 900°C) e tempo di riscaldamento (pochi secondi, con velocità di 100°C/s): determinati dalla densità di potenza;
- Profondità di penetrazione della corrente δ : dipende dalla frequenza ma è indipendente dalla potenza applicata e dal tempo di riscaldamento.

Poiché le proprietà dei materiali hanno una forte dipendenza dalla temperatura, è difficile determinare per via analitica la quantità di calore che si può trasferire al pezzo. Alcuni dati di riferimento sono raccolti in diagrammi sperimentali. La scelta dei parametri fondamentali (potenza e frequenza) del riscaldamento è determinata dalla temperatura richiesta per realizzare il trattamento termico e dalla profondità del riscaldamento. Come esempio si riportano di seguito alcuni valori tipicamente usati nei trattamenti termici industriali con tecnologia ad induzione [tab.1.1, tab.1.2, tab.1.3].

Trattamento	Acciaio al C	Nichel	Titanio	Alluminio	Rame
Tempra	925	760	900	480	815

Tabella 1.1) Temperature tempra ad induzione per diversi materiali

Trattamento	Sezione (mm)	50 Hz	150 Hz	1000 Hz	3000 Hz	10000 Hz	200000 Hz
Tempra superficiale, profondità 0.38-1.27 mm	6.25-25.4	ok
Tempra superficiale, profondità 1.29-2.54 mm	11.11-15.88	Possibile	ok
	15.88-25.4	Ok	ok
	25.4-50.8	Possibile	Ok	Possibile
	>50.8	Possibile	ok	Ok	Difficile
Tempra superficiale, profondità 2.56-5.08 mm	19.05-50.8	ok	Ok	Difficile
	50.8-101.6	ok	ok	Possibile	...
	>101.6	ok	Possibile	Difficile	...

Tabella 1.2) Frequenze usate nella tempra induttiva in funzione della profondità di penetrazione

Frequenza (Khz)	Profondità (mm)	Energia minima (KW/cm ²)	Energia ottimale (KW/cm ²)	Energia massima (KW/cm ²)
500	0.381 – 1.143	1.08	1.55	1.86
	1.143 – 2.286	0.46	0.78	1.24
10	1.524 – 2.286	1.24	1.55	2.48
	2.286 – 3.048	0.78	1.55	2.33
	3.048 – 4.046	0.78	1.55	2.17
3	2.286 – 3.048	1.55	2.33	2.64
	3.048 – 4.046	0.78	2.17	2.48
	4.046 – 5.080	0.78	1.55	2.17
1	5.080 – 7.112	0.78	1.55	1.86
	7.112 – 8.890	0.78	1.55	1.86

Tabella 1.3) Energie usate nella tempra induttiva in funzione della profondità di penetrazione

Dall'analisi di questi dati risulta che, al crescere della dimensione della sezione e della profondità del trattamento, le frequenze usate si abbassano. L'equazione di Bessel usata come indicato di seguito aiuta a fare la scelta ottimale della frequenza del trattamento:

1. Nella tempra superficiale si sceglie una frequenza tale da avere una profondità di riferimento doppia rispetto a quella desiderata di indurimento.
2. Quando si deve temprare la superficie di un pezzo di grande diametro e, in particolar modo, quando si deve arrivare abbastanza in profondità, la frequenza scelta è tale che il valore di "δ" sia alcune volte quello effettivamente necessario. Questo perché la massa del pezzo tende a disperdere il calore attraverso la superficie.

Nella maggior parte dei sistemi ad induzione la frequenza e la potenza sono regolabili entro certi limiti. Lo spessore finale della zona temprata è funzione di:

1. densità di potenza, cioè la potenza impegnata per unità di superficie
2. durata del riscaldamento
3. frequenza.

Regolando opportunamente questi tre parametri chiave, è possibile ottenere spessori temprati largamente variabili. Normalmente frequenze inferiori a 1000 Hz sono usate per tempra a cuore, mentre frequenze più alte (fino a 500000 Hz) permettono trattamenti di tempra superficiali

- Scelta della frequenza

Nella progettazione di impianti di riscaldamento a induzione, è importante conoscere la gamma di frequenze entro la quale le apparecchiature devono operare. La frequenza di funzionamento idonea dipendono dalla dimensione del manufatto e dalla profondità di indurimento. La normale gamma di frequenze è compresa tra 500Hz - 10 kHz per sistemi a media frequenza (MF), e 100 kHz - 2MHz per sistemi ad alta frequenza (HF). Il massimo trasferimento di energia tra induttore e superficie avviene con profondità di penetrazione piccola (quindi ad alta frequenza). Tuttavia, va notato che il rendimento termico diminuisce al diminuire di δ . Secondo alcuni studi empirici, la frequenza selezionata deve essere tale che la profondità penetrazione non superi 0.125 volte il diametro del manufatto ($\delta/d < 0.125$). Imponendo questa condizione nell'equazione (1.2) si ha:

$$\frac{\delta}{d} = \frac{503}{d} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\mu \cdot f}} \quad \Rightarrow \quad 0.125 = \frac{503}{d} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\mu \cdot f_{\min}}} \quad \Rightarrow$$

$$0.125^2 = \frac{503^2}{d^2} \cdot \frac{\rho}{\mu \cdot f_{\min}}$$

da cui:

$$f_{\min} = 16 \times 10^6 \cdot \frac{\rho}{\mu \cdot d^2} \quad [\text{Hz}].$$

Questa espressione può essere usata per trovare il valore di frequenza minima. Essa stabilisce un limite quando si progetta l'alimentazione dell'impianto ad induzione. Questo limite può essere superato per ottenere un rendimento ottimo, ma non si può andare sotto f_{min} . L'effetto di rapporto d/δ sul rendimento è indicato nella tabella 1.4. L'andamento di f_{min} in funzione di d fornisce i valori minimi delle frequenze per i diversi tipi di materiali, ed è mostrato in Fig. 1.9. Per un certo valore di frequenza, si determina anche un valore minimo di d per il quale il rendimento è accettabile.

Il rendimento del riscaldamento ad induzione è di circa il 90%, molto più elevato rispetto al riscaldamento con gas combustibile (55%), o con forni elettrici convenzionali (65%). Quando il rapporto caratteristico d/δ tra il diametro del manufatto e la profondità di penetrazione della corrente scende però al di sotto di 4, il rendimento del forno ad induzione diventa troppo basso.

Workpiece dia	8	6	4	2	1	0.4	0.1
Current Penetration Depth (d/δ)							
Efficiency(%) (Energy conversion)	95	85	65	30	10	4	1

Tabella 1.4) Influenza del rapporto d/δ sul rendimento

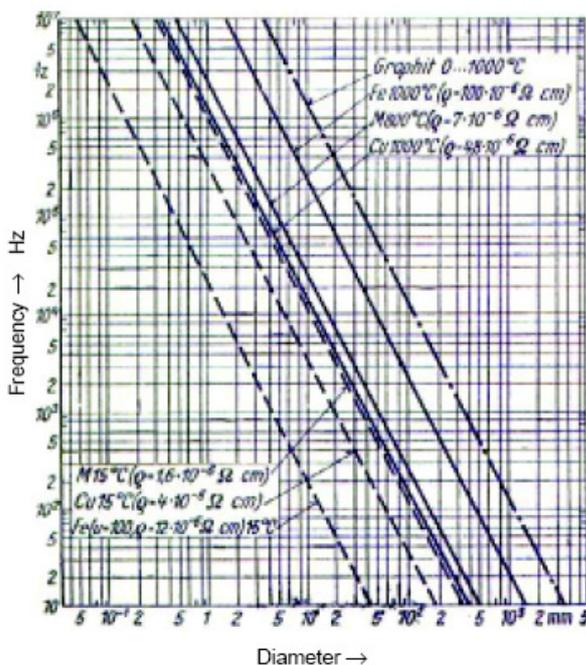


Figura 1.9) Frequenza minima in relazione alla dimensione del manufatto, per differenti materiali

- Scelta della potenza

La potenza dell'induttore (potenza reattiva del circuito oscillante) è un altro fattore che influenza la progettazione del riscaldamento ad induzione; essa determina la temperatura massima raggiunta ed il tempo necessario per raggiungerla. Per manufatti di diversa forma geometrica la potenza è data empiricamente da:

$$P = 1.987 \times 10^{-9} \cdot H^2 \cdot A \cdot m \cdot \sqrt{\rho \cdot \mu \cdot f} \quad [\text{kW}]$$

dove $m = f(d/\delta)$ è un fattore dipendente dalla effettiva forma, dalle dimensioni e dal valore della profondità di penetrazione della corrente.

L'andamento di $m = f(d/\delta)$ per diverse geometrie (vedi Fig.1.10) mostra che esso assume il massimo solo per un particolare valore di d/δ . Per rapporti d/δ molto alti, la potenza assorbita si avvicina quasi al 100%. Quindi, in pratica, si cerca di mantenere il rapporto d/δ pari o superiore a 4, ciò significa una potenza assorbita del 65%. Con la diminuzione del rapporto la potenza assorbita si riduce tanto che diventa quasi uguale alle perdite per irraggiamento.

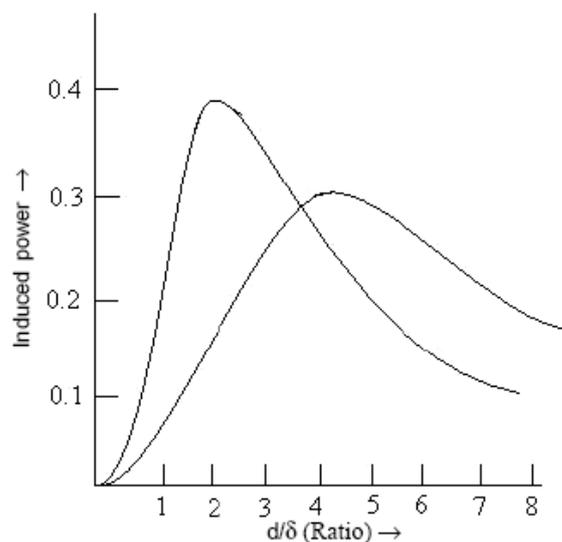


Figura 1.10) Potenza dell'induttore in funzione del rapporto d/δ , per due diverse forme geometriche

- Scelta dell'induttore

La bobina di induzione, di solito fatta da tubi di rame con un diametro da 1/8" fino a 3/16", è normalmente raffreddata con acqua. Le dimensioni e la forma della bobina –

con spira singola o multipla, elicoidale – a sezione tonda o quadrata, interna o esterna, dovrebbero riflettere la forma del manufatto e tenere conto delle diverse variabili del processo. Una bobina con una buona progettazione consente una buona trasmissione ed un buon flusso di calore, e massimizza il rendimento della potenza termica dell'induttore. Il design ottimale dell'induttore si consegue dopo numerose prove sulla specifica applicazione, esso perciò è generalmente basato sull'esperienza dei costruttori.

Raffreddamento

Poiché dopo il riscaldamento i pezzi devono essere temprati, gli impianti di trattamento ad induzione presentano in genere anche dei sistemi integrati per il raffreddamento. Nella tempra ad induzione il raffreddamento deve avvenire per conduzione di calore verso l'interno del pezzo e per raffreddamento della superficie (ad esempio mediante getti d'acqua). I sistemi di raffreddamento sono importanti quanto i sistemi di riscaldamento e contribuiscono, in ugual misura, al successo del trattamento di tempra.

I parametri chiave che bisogna analizzare per scegliere il sistema di raffreddamento più adatto sono:

- dimensione e geometria del pezzo,
- tipo di trattamento (tempra superficiale o profonda),
- metodo di trattamento (single-shot o scanning),
- temprabilità dell'acciaio (diagrammi TTT e CCT).

I sistemi di raffreddamento più usati sono:

- Spray, ugelli che seguono il movimento della bobina o che entrano in azione al termine del riscaldamento, posizionati in corrispondenza della bobina (fig.1.11).
- Immersione.

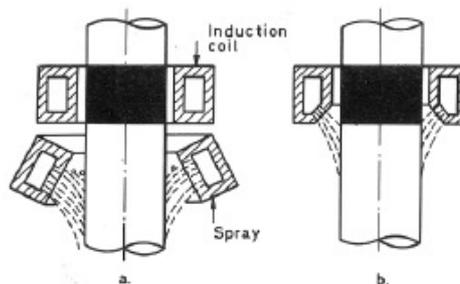


Figura 1.11) Raffreddamento con spray in pressione

Diversi studi hanno dimostrato che la distanza degli ugelli di raffreddamento dalla superficie trattata influenza la profondità e la struttura dello strato indurito. Altri sistemi specifici sono studiati per le più svariate applicazioni. L'obiettivo di tutti i sistemi di raffreddamento è mantenere il mezzo raffreddante a contatto con il pezzo per il tempo richiesto dal ciclo di raffreddamento. Poiché i sistemi industriali di riscaldamento sono generalmente compatti, si è costretti a progettare sistemi di raffreddamento altrettanto compatti. Questo comporta l'utilizzo di pompe molto potenti, per garantire velocità di efflusso pari a 3 o 4 volte quella necessaria in un raffreddamento "tradizionale"; in tal modo, è possibile evitare che il liquido refrigerante, una volta entrato in contatto con il pezzo, vada in ebollizione. Nel caso di manufatti di grosse dimensioni, se il rapporto volume/superficie è elevato, e se lo spessore riscaldato è piccolo rispetto a quello del pezzo, allora il solo raffreddamento per conduzione porta a velocità di raffreddamento sufficienti per la tempra dell'acciaio.

1.3.5 Metodologie di trattamento ad induzione

Nella pratica industriale, si utilizzano due metodologie di induzione superficiale:

- **Scanning** (progressivo) [Fig.1.12a]
- **Single-shot** (statico) [Fig.1.12b]

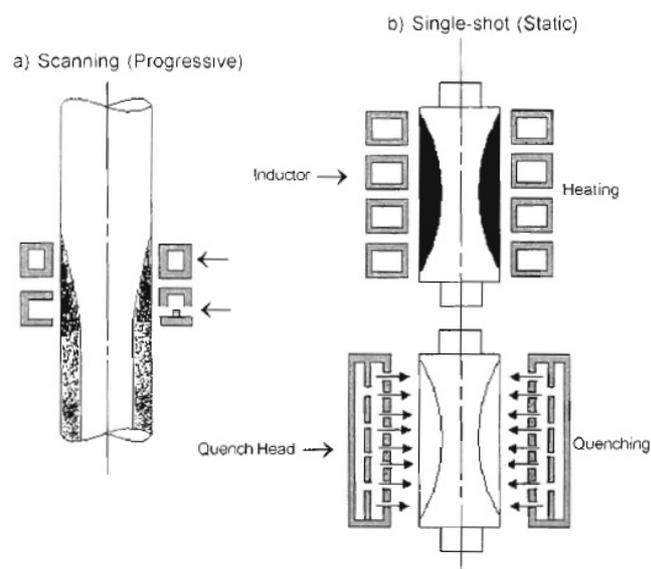


Figura 1.12) Tecniche di induzione superficiale

Tutti gli altri metodi consistono in una combinazione o una modifica dei due illustrati.

Nel metodo *Single-shot* il manufatto è collocato all'interno di un induttore ad esso dedicato; quest'ultimo è alimentato per un tempo predeterminato, dopo di che il pezzo viene rimosso e quindi raffreddato. Il sistema di raffreddamento (quench head) è generalmente localizzato sotto l'induttore. Il metodo *Single-shot* è usualmente applicato per la tempra di oggetti con piccole sezioni, inoltre l'induttore e il sistema di raffreddamento devono ricoprire completamente il tratto da temprare.

Nel metodo *Scanning* il manufatto e l'induttore hanno invece un movimento relativo. Questo metodo è particolarmente adatto alla tempra dell'intera superficie di lunghi alberi o tubi. Di solito l'induttore è fisso, mentre il pezzo si muove: sia il riscaldamento che il raffreddamento sono continui. La velocità di movimento (2-60 m/s) deve essere regolata in modo tale che vengano rispettati i tempi necessari alle trasformazioni metallurgiche al raffreddamento. In generale nel metodo *Scanning*, la lunghezza della zona da temprare è maggiore della lunghezza del sistema induttore-testa di raffreddamento.

I manufatti a prevalente sviluppo assiale, possono essere temprati solo con il metodo *Scanning*. D'altra parte con questo metodo non è possibile raggiungere elevate profondità di tempra.

1.3.6 Profondità di tempra

La profondità di tempra è sempre maggiore della profondità δ di penetrazione della corrente, perché anche quando lo strato riscaldato viene raffreddato, il calore penetra ulteriormente verso l'interno per conduzione. La profondità di tempra dipende dalla frequenza, dal tempo di riscaldamento e dalla densità di potenza. La profondità di tempra dipende, ancora, anche dalla tecnica e dal mezzo di raffreddamento. Inoltre, la profondità di tempra dipende anche da fattori che variano parzialmente durante il ciclo di riscaldamento. La determinazione analitica della profondità di tempra è, quindi, in pratica impossibile. Tuttavia, sono stati sviluppati dei diagrammi sperimentali: la Fig.1.13 illustra alcuni diagrammi, per i due metodi di trattamento *single-shot* e

scanning, con l'aiuto dei quali si può determinare la profondità di tempra per differenti densità di potenza, tempi di riscaldamento e frequenza.

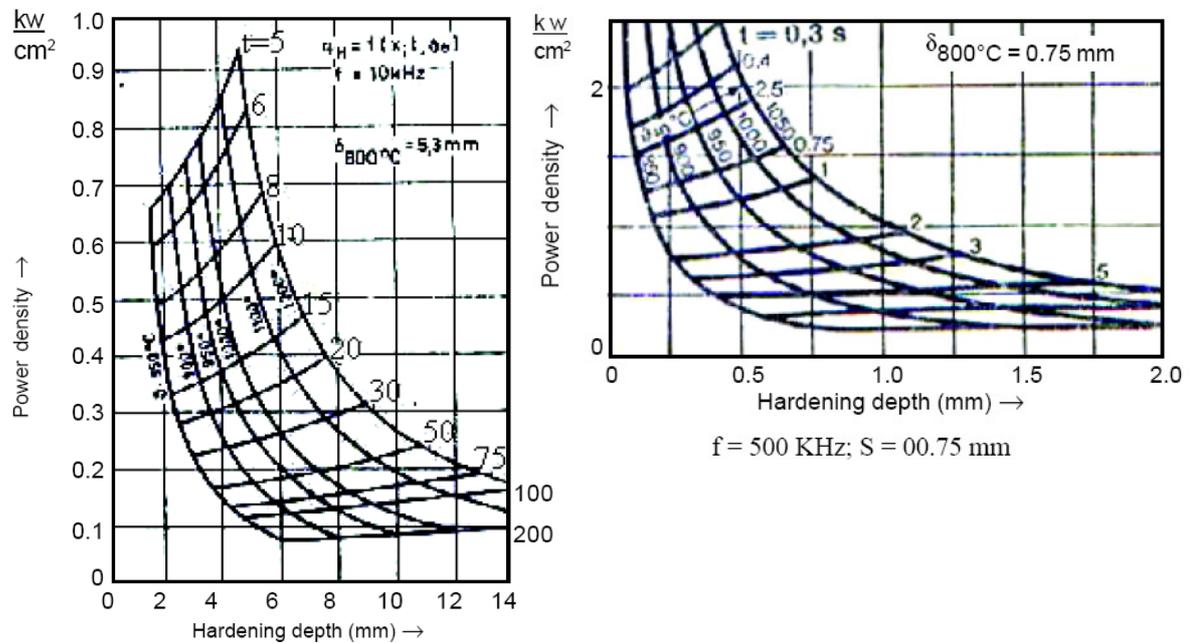


Figura 1.13) Variazione della profondità di tempra con la densità di potenza, a diverse frequenze

Un confronto dei diagrammi mostra che una maggiore profondità di tempra può essere ottenuta utilizzando una minore potenza ad alta frequenza. Infatti una minore densità di potenza aumenta il tempo di riscaldamento necessario per raggiungere la temperatura di austenitizzazione, e durante questo lungo riscaldamento il calore penetra più in profondità, quindi si ha una maggiore profondità di tempra dopo il raffreddamento. Una piccola profondità di tempra richiede invece un breve ciclo di riscaldamento, quindi una più elevata densità di potenza ad alta frequenza.

1.4 TEORIA DEL RISCALDAMENTO INDUTTIVO

Il riscaldamento induttivo è una complessa combinazione di fenomeni elettromagnetici, termici e metallurgici, i quali a loro volta coinvolgono molti parametri.

Soprattutto i fenomeni elettromagnetici e quelli di trasmissione del calore sono intimamente connessi durante il riscaldamento per induzione dato che le proprietà

fisiche del materiale dipendono fortemente sia dall'intensità del campo magnetico sia dalla temperatura.

Si presenta una rapida panoramica della teoria e delle equazioni che governano i fenomeni elettromagnetici e termici in gioco.

1.4.1 Fenomeni elettromagnetici

Come già accennato il fenomeno elettromagnetico che sta alla base del riscaldamento induttivo è molto semplice: una tensione alternata è applicata ad un induttore (solenoidale) nel quale si genera perciò una corrente alternata che a sua volta produce nel suo intorno un campo magnetico variabile con la stessa frequenza della corrente. L'intensità del campo magnetico in un punto dipende essenzialmente dalla intensità di corrente, dalla geometria dell'induttore e dalla distanza dall'induttore. Le variazioni di campo magnetico inducono delle correnti parassite (eddy currents) in materiale metallico posto tra le spire dell'induttore. Le correnti indotte hanno la stessa frequenza della corrente inducente, ma direzione opposta, e generano a loro volta un campo magnetico che ha pertanto direzione opposta al campo magnetico principale dell'induttore. Quindi il campo magnetico totale è la somma dei due campi suddetti.

Le correnti indotte per effetto Joule (I^2R) generano calore che riscalda il metallo posto nell'induttore. Da questa breve descrizione si evince che proprietà fisiche fondamentali del fenomeno elettromagnetico sono la conducibilità elettrica σ e la permeabilità magnetica relativa μ_r del metallo posto tra le spire.

La conducibilità σ influenza praticamente tutti i più importanti parametri di un sistema induttivo, e cioè la profondità di riscaldamento, l'omogeneità del riscaldamento, l'efficienza dell'induttore e la sua impedenza. Essa varia con la temperatura, la composizione chimica e la microstruttura del metallo (Fig.1.14). La permeabilità μ_r gioca un ruolo fondamentale nel fenomeno di induzione, determinando in particolare l'intensità e la distribuzione del campo elettromagnetico. Nei materiali ferromagnetici, quali l'acciaio a medio tenore di carbonio, ove risulta $\mu_r \gg 1$, essa è una complessa funzione della struttura, della composizione chimica, della storia del materiale, e – soprattutto – della frequenza, dell'intensità del campo magnetico e della temperatura. Inoltre al di sopra della cosiddetta temperatura di Curie, variabile leggermente secondo

la composizione dell'acciaio, il materiale perde le sue proprietà ferromagnetiche e diventa paramagnetico ($\mu_r=1$) cioè la sua permeabilità totale ai campi magnetici $\mu=\mu_0\mu_r$ è uguale a quella del vuoto $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}$ H/m (Fig.1.14). Per completezza si ricorda che nell'equazioni relative ai fenomeni elettromagnetici compare anche la permittività o costante dielettrica relativa ϵ_r , la quale rappresenta la capacità di un materiale di condurre il campo elettrico ma non ha praticamente influenza sul riscaldamento induttivo.

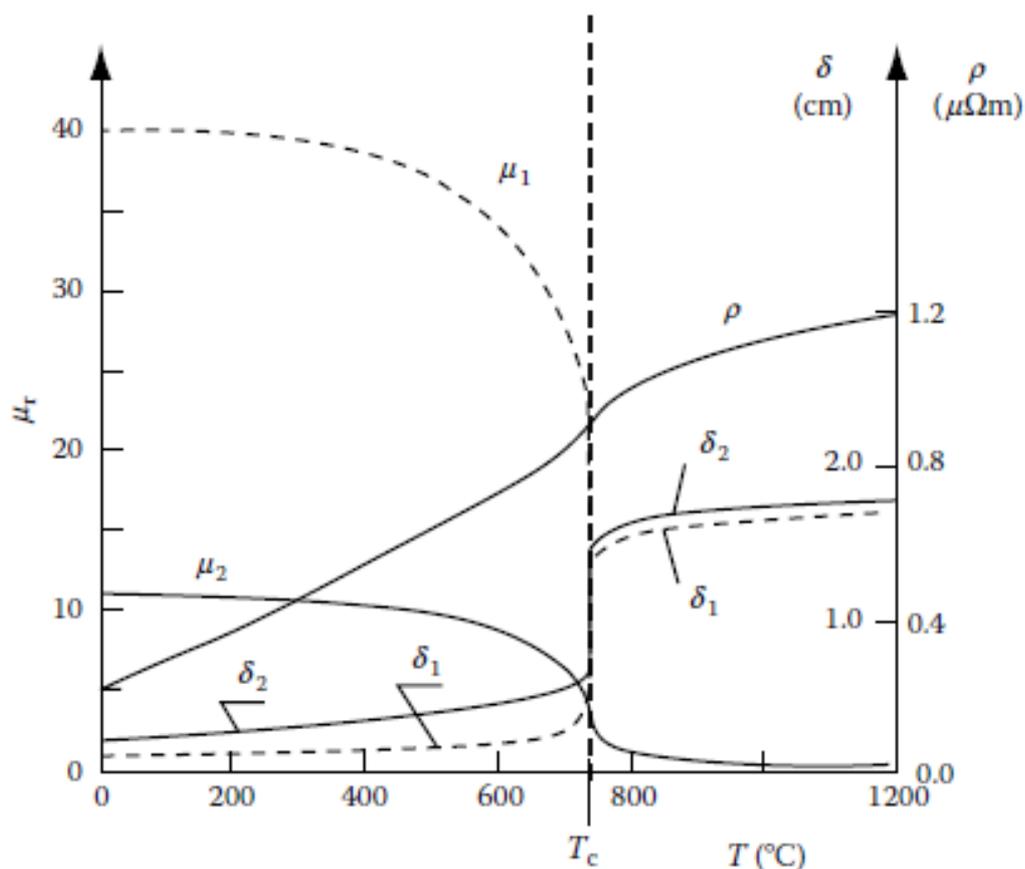


Figura 1.14) Andamento della resistività $\rho=1/\sigma$, della permeabilità relativa μ_r e della profondità di penetrazione δ , al variare della temperatura per un acciaio a medio tenore di carbonio a bassa (indice 1) ed alta (indice 2) potenza.

A causa dei complessi fenomeni elettromagnetici in atto durante il riscaldamento induttivo, la distribuzione di corrente nell'induttore e nell'indotto non è uniforme. Questa sorgente di calore non uniforme genera ovviamente un andamento delle

temperature non omogeneo nel pezzo. Tra i fenomeni elettromagnetici caratteristici del processo, si è già ampiamente discusso del cosiddetto *skin effect*: si descrivono nel seguito gli altri effetti che si manifestano e che giocano un ruolo determinante nell'andamento di correnti indotte e temperature.

Proximity effect.

Finora si è considerato l'effetto prodotto dall'induttore come se fosse un conduttore isolato dagli altri conduttori presenti nelle vicinanze. Molto spesso, invece, altri oggetti conduttivi si trovano in prossimità dell'induttore, ed essi sono caratterizzati da un loro campo magnetico che interagisce con il campo dell'induttore. Ne risulta quindi una disomogeneità nella distribuzione delle correnti indotte e della conseguente densità di potenza sul pezzo (Fig.1.15).

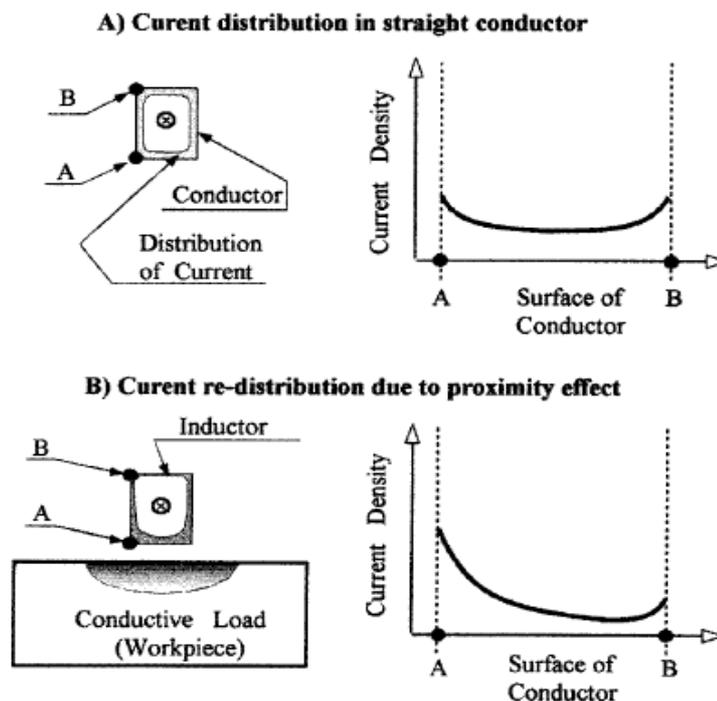


Figura 1.15) Distorsioni nella distribuzione di corrente dovute al proximity effect.

Ring effect (effetto spira)

Quando la corrente fluisce in spire circolari le linee del campo magnetico sono più concentrate nella zona interna alle spire, rispetto all'esterno, ove la densità del campo è inferiore. Ne risulta che la corrente fluisce maggiormente entro un sottile strato vicino

alla superficie interna della spira circolare. Questo effetto si somma allo skin effect e al proximity effect, e può avere un effetto benefico o negativo sul processo a seconda dei casi. Ad esempio in riscaldamento induttivo convenzionale ove il pezzo è posto all'interno dell'induttore, l'insieme di questi effetti provoca la concentrazione della corrente inducente sul diametro interno delle spire (Fig.1.16): ne risulta una buona efficienza dell'induttore perché è piccolo l'accoppiamento induttore-pezzo. Caso opposto si ha quando si deve riscaldare una superficie interna con induttore piazzato dentro il pezzo: la distanza di accoppiamento sarà grande e decrescerà l'efficienza dell'induttore.

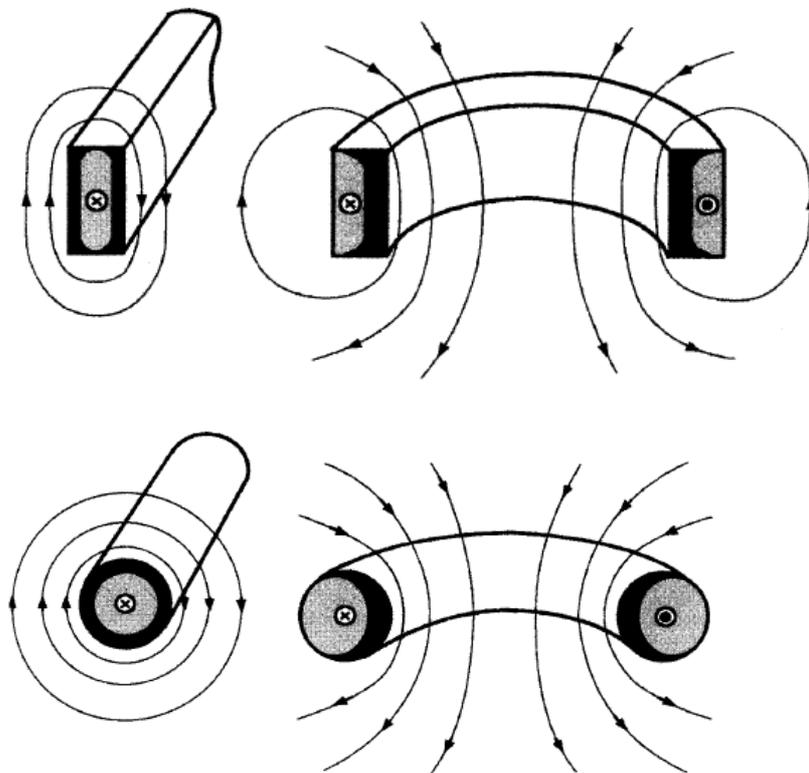


Figura 1.16) Effetto spira in conduttori rettangolari e circolari.

End e edge effects.

L'andamento della temperatura sul pezzo è fortemente influenzata dalle inevitabili distorsioni del campo elettromagnetico nelle zone terminali del pezzo e/o dell'induttore e sugli spigoli. Infatti a queste distorsioni corrisponde una disomogenea distribuzione delle correnti indotte e della densità di potenza. Esempio tipico è il caso di una piastra

posta in un campo magnetico inizialmente uniforme (Fig.1.17): se la lunghezza e la larghezza della piastra sono molto più grandi dello spessore, il campo magnetico può essere suddiviso in tre zone [2,3]: parte centrale, area con effetti trasversali, ed area con effetti longitudinali. Nell'area centrale la distribuzione del campo corrisponde a quella della piastra infinita; nelle zone ove vi sono effetti terminali e di spigolo, il campo ha una distribuzione bidimensionale, mentre nei vertici il campo ha addirittura una conformazione tridimensionale data dalla sovrapposizione dei vari effetti considerati.

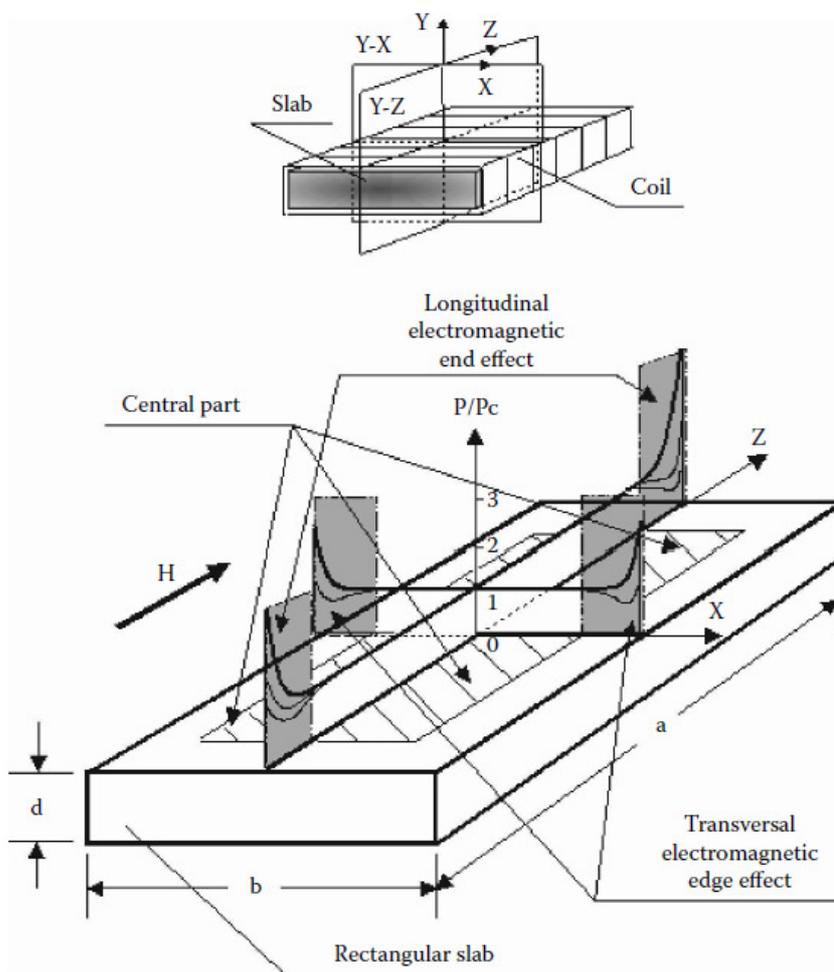


Figura 1.17) End e edge effects in una piastra

Tali effetti sono fortemente dipendenti dalla frequenza: se la frequenza è sufficientemente alta (spessore della piastra maggiore di 4 volte la profondità di penetrazione δ delle correnti indotte) si ha facilmente un surriscaldamento degli spigoli a causa del flusso proveniente da tre lati invece che da due come nel caso della zona

centrale; se la frequenza è bassa (spessore della piastra minore di 2 volte la profondità δ) le correnti indotte “girano” lontano dagli spigoli che risultano perciò più freddi [1].

La conoscenza di questi effetti è molto importante per comprendere il comportamento di un sistema di riscaldamento induttivo e procedere alla sua simulazione.

Slot effect (effetto dei concentratori di flusso).

Un concentratore di flusso, o collettore, è un corpo a forma di C realizzato in materiale ferromagnetico **non conduttivo** (composti in ferro dolce, lamierini di acciaio, ferriti) e circonda da tre lati le spire dell’induttore: a causa della sua elevata permeabilità magnetica, esso costringe le linee di campo – e quindi le correnti indotte – a concentrarsi verso il lato libero della sezione della spira (Fig.1.18). I concentratori di flusso sono utilizzati per controllare l’andamento del flusso termico, per un maggiore sfruttamento della densità di potenza e quindi comportano una riduzione di corrente esterna necessaria per ottenere la stessa densità di calore. Allo stesso tempo però la resistenza opposta dalle spire è maggiore quando si applicano i concentratori, a causa della concentrazione della corrente inducente in una piccola sezione del conduttore.

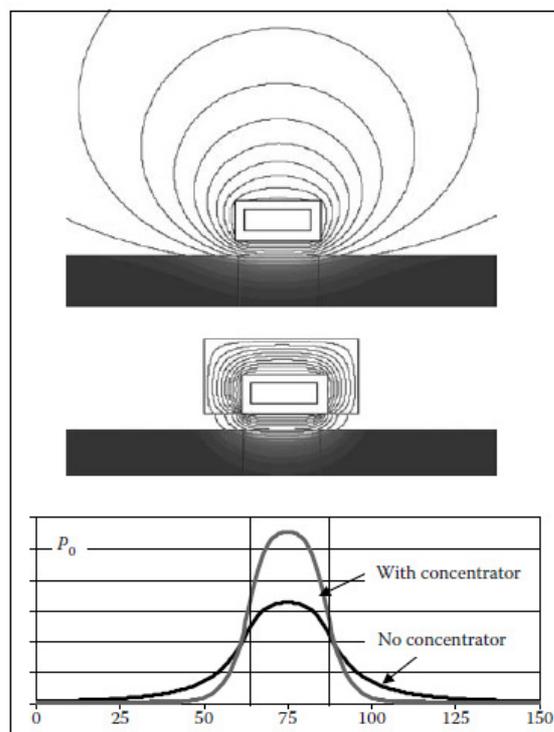


Figura 1.18) Concentratori di flusso

Forze elettrodinamiche (forze di Lorentz)

In un generico sistema di riscaldamento induttivo vi sono tre tipologie di corpi che interagiscono e influenzano il campo magnetico risultante: l'induttore (in genere spire di rame, conduttivo e paramagnetico), i concentratori di flusso (materiale ferromagnetico ma non conduttivo) e il pezzo da riscaldare (materiale ferromagnetico e conduttivo). Le linee del campo magnetico entrano nel collettore in modo perpendicolare alla sua superficie (Fig.1.19) e la forza di Lorentz, secondo la nota relazione differenziale:

$$dF = I \times B \, dl = IBdl \sin\varphi$$

tende ad attrarre il sistema spira-concentratore verso la superficie del pezzo. Al contrario, sotto il lato libero della spira (quello non circondato dal collettore) le linee del campo sono parallele alle superfici, vi sono quindi delle forze di Lorentz repulsive che tendono ad allontanare il sistema spira-concentratore dal pezzo.

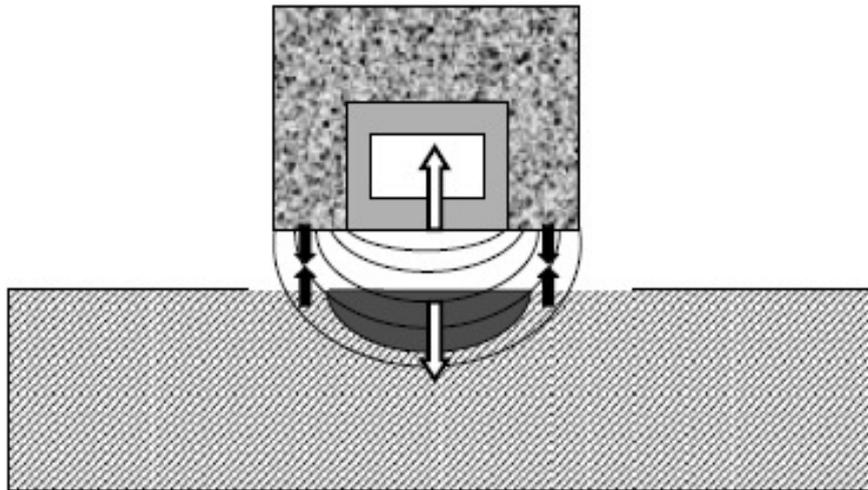


Figura 1.19) Forze elettromagnetiche

È necessario sottolineare che spesso non viene data grossa importanza a queste forze elettrodinamiche, perché esse non influenzano in modo significativo le prestazioni globali del sistema. Tuttavia, quando la frequenza di lavoro è molto alta, la loro presenza non può essere trascurata. Le forze elettrodinamiche sono proporzionali al quadrato dell'intensità del campo magnetico e possono scomporsi in una componente statica F_c ed una componente armonica F_a secondo la relazione:

$$F = F_a \sin 2\omega t + F_c$$

ove la componente armonica varia nel tempo con il doppio della frequenza della corrente inducente (Fig.1.20).

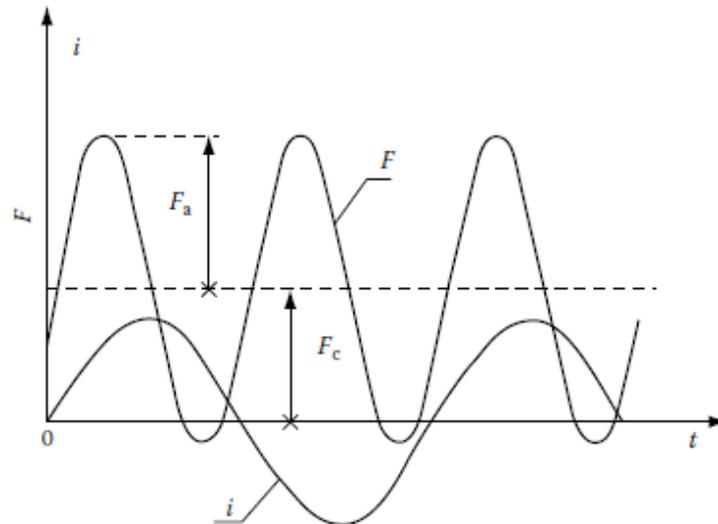


Figura 1.20) Forze elettromagnetiche: andamento temporale.

Da quanto esposto risulta chiaro che diversi effetti possono essere causati dalla presenza di elevate forze elettromagnetiche:

- Deformazione dell'induttore (Fig.1.21) che va opportunamente contrastata
- Distorsione della distribuzione del flusso di calore
- Vibrazioni delle spire dell'induttore, con conseguente danneggiamento dell'isolante e delle saldature tra le spire.
- Rumore di funzionamento
- Attrazione di particelle ferromagnetiche, che possono causare cortocircuiti tra le spire.
- Deformazioni di forma per pezzi piccoli.

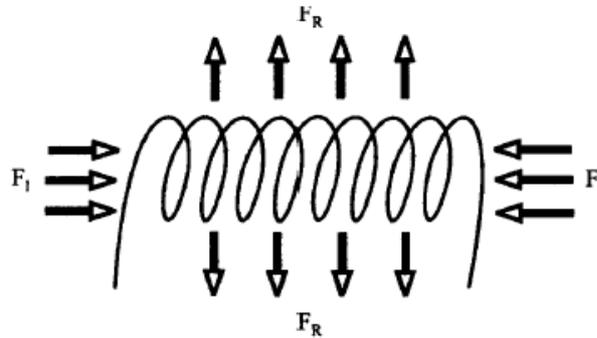


Figura 1.21) Forze elettromagnetiche nell'induttore.

1.4.2 Fenomeni termici

Nel riscaldamento induttivo i tre modi di trasferimento del calore – conduzione, convezione, irraggiamento – sono contemporaneamente presenti.

Il calore si trasferisce per conduzione all'interno del pezzo dalle regioni ad alta temperatura verso regioni a più bassa temperatura. La legge che governa la conduzione è l'equazione di Fourier:

$$q_{cond} = -k(T) \cdot grad T$$

ove

q_{cond} è il flusso di calore

$k(T)$ è la conducibilità termica

T è la temperatura.

In particolare la conducibilità termica è una funzione non lineare della temperatura.

Dall'equazione emerge subito che una grande differenza di temperatura tra superficie e cuore del pezzo, combinata all'elevata conducibilità tipica dei metalli, comporta un intenso trasferimento di calore verso l'interno del pezzo.

Il trasferimento di calore per convezione avviene invece tra la superficie del pezzo ed il fluido che lo circonda. Esso è descritto dalla legge di Newton:

$$q_{conv} =$$

ove

q_{conv} è la densità di calore trasferita per conduzione

α è il coefficiente di scambio per convezione

T_{sup} è la temperatura della superficie

T_{amb} è la temperatura dell'ambiente o fluido circostante.

Il coefficiente di scambio convettivo è principalmente funzione delle proprietà termiche del metallo e del fluido circostante (in genere aria), della viscosità del fluido, e della sua velocità qualora il trattamento avvenga con pezzo in movimento a velocità sostenuta. In genere la convezione che si instaura può essere considerata di tipo naturale e solo in rari casi si deve considerare una convezione forzata che induce grandi perdite di calore dalla superficie. In ogni caso il coefficiente convettivo è anche funzione della temperatura superficiale stessa e, soprattutto, della geometria del manufatto.

Vi sono in letteratura delle relazioni empiriche valide per sistemi induttivi convenzionali, ad esempio la formula che fornisce le perdite di calore per convezione [6]:

$$q_{conv} = 1.54 \cdot (T_{sup} - T_{amb})^{1.33} \text{ [W/m}^2\text{]}.$$

Il trasferimento di calore per irraggiamento avviene per propagazione di energia sotto forma di onde elettromagnetiche, dalla superficie del pezzo verso l'ambiente circostante, dovuta alla differenza di temperatura. Questo fenomeno è governato dalla legge di Stefan-Boltzmann:

$$q_{irr} = \sigma_s \cdot \varepsilon \cdot (T_{sup}^4 - T_{amb}^4)$$

ove

$\sigma_s = 5.67 \times 10^{-8} \text{ [W/(m}^2\text{K}^4\text{)]}$ è la costante di Stefan-Boltzmann

ε è l'emissività della superficie metallica, i cui valori tipici sono in tabella 1.5.

Surface Condition	Aluminum	Carbon Steel	Copper	Brass and Zinc
Polished	0.042–0.053	0.062	0.026–0.042	0.03–0.039
Nonpolished, oxidized	0.082–0.40	0.71–0.8	0.24–0.65	0.21–0.50

Tabella 1.5) Valori tipici dell'emissività superficiale ε per metalli.

In realtà anche l'emissività è funzione della temperatura superficiale.

In un processo di riscaldamento induttivo convenzionale le trasmissioni di calore per irraggiamento e per convezione rappresentano quindi le perdite di calore: un grande valore di queste perdite riduce l'efficienza totale dell'induzione.

1.4.3 Modello ed equazioni del campo elettromagnetico

Per risolvere il problema del riscaldamento induttivo, le diverse tecniche numeriche devono sostanzialmente risolvere le equazioni che governano i fenomeni elettromagnetici, cioè le equazioni di Maxwell – le quali in forma differenziale sono:

$$\text{rot}\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\text{div}\mathbf{D} = \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

$$\text{div}\mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

esse si possono riscrivere in forma integrale come:

$$\oint_C \mathbf{H} \, d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{J} \, d\mathbf{S} = \mathbf{I} = \mathbf{I}_c + \mathbf{I}_d$$

$$\oint_C \mathbf{E} \, d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \, d\mathbf{S} - \oint_C (\mathbf{B} \times \mathbf{v}_d) \, d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi_S}{dt}$$

$$\oint_S \mathbf{D} \, d\mathbf{S} = \int_V \rho \, dV = Q$$

$$\oint_S \mathbf{B} \, d\mathbf{S} = 0$$

Ove

\mathbf{H} è il vettore intensità del campo magnetico

\mathbf{J} è il vettore densità di corrente conduttiva

\mathbf{D} è il vettore spostamento elettrico

$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ è il vettore densità di corrente di spostamento

\mathbf{E} è il vettore campo elettrico

\mathbf{B} è il vettore induzione magnetica

ρ è la densità di carica elettrica

I , I_c e I_d rappresentano la corrente totale, conduttiva e di spostamento

Φ_s è il flusso magnetico

\mathbf{v} è il vettore velocità del conduttore.

Per ottenere un sistema di equazioni risolvibile in forma chiusa si aggiungono le cosiddette equazioni costitutive:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}$$

ove μ ed ε rappresentano rispettivamente la permeabilità e la costante dielettrica dei materiali, in forma totale, relativa (pedice r) e per il vuoto (pedice 0).

Come meglio si vedrà nel seguito, per risolvere queste equazioni nell'ambito del riscaldamento induttivo si assumono le seguenti semplificazioni:

- 1) La corrente di spostamento (perdita capacitiva) risulta piccola e trascurabile alle frequenze tipiche del processo.
- 2) Il termine $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ risulta piccolo nei tradizionali processi induttivi, nonostante ci siano rotazioni e movimenti del manufatto e dell'induttore, a causa delle velocità non elevate.
- 3) Si considera solo la prima componente armonica (sinusoidale) dell'onda elettromagnetica, cioè del campo \mathbf{E} , e del campo \mathbf{B} .

1.4.4 Modello ed equazioni dello scambio termico

Si possono individuare 3 fasi di scambio termico nella trattamento di tempra induttiva:

- Riscaldamento per austenitizzare la struttura
- Raffreddamento naturale prima del raffreddamento di tempra
- Raffreddamento rapido di tempra.

La fase di austenitizzazione, in particolare, è caratterizzata da un rapido riscaldamento dovuto a sorgenti interne (correnti indotte) contemporaneo ad uno scambio termico con l'ambiente esterno per convezione ed irraggiamento.

L'equazione che governa la trasmissione per conduzione nel solido in forma differenziale è data da:

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) - c\gamma \frac{dT}{dt} + w = 0$$

ove

λ e c sono rispettivamente la conducibilità termica ed il calore specifico del materiale, e dipendono significativamente dalla temperatura;

γ è la densità del metallo

T è la temperatura

w è la densità di potenza termica [W/m^3].

L'equazione differenziale scalare del secondo ordine può essere risolta aggiungendo le condizioni al contorno adatte. Sui piani di simmetria dei domini di calcolo si scrive la condizione di Neumann:

$$\partial T / \partial n = 0.$$

La condizione al contorno sulle superfici esterne del manufatto tiene invece conto delle perdite per convezione ed irraggiamento, ed in forma differenziale si esprime come:

$$-\lambda \cdot \partial T / \partial n = \alpha \cdot (T_{\text{sup}} - T_{\text{amb}}) + \sigma_s \cdot \varepsilon \cdot (T_{\text{sup}}^4 - T_{\text{amb}}^4)$$

i cui termini sono già stati definiti sopra.

Va approfondito il fenomeno della convezione naturale ed il calcolo del coefficiente di scambio convettivo. Esso ha luogo ogni qualvolta un corpo viene posto in fluido che si trovi a temperatura diversa, in modo che si instauri uno scambio termico tra le due sostanze. Nelle prossimità della superficie del corpo, il flusso di calore determina una variazione della temperatura del fluido ed una conseguente variazione di densità. Le differenze di densità determinano il moto del fluido più pesante verso il basso e del più leggero verso l'alto. Quando il moto del fluido non è forzato da altre cause, come ventilatori e pompe, si ha pura convezione libera o naturale.

I problemi di scambio termico di tipo convettivo, quindi, si risolvono sostanzialmente calcolando il coefficiente di convezione. A tal fine si ricorre al numero di Nusselt sfruttando la relazione:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{D}$$

Il numero di Nusselt in generale dipende in generale dal numero di Grashof (Gr), numero di Prandtl (Pr), numero di Reynolds (Re), secondo una funzione generica f :

$$Nu = f(Re, Gr, Pr)$$

ove:

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot D^3 \cdot \Delta T}{(\mu \cdot \rho^{-1})^2}$$

e il numero di Prandtl è tabellato in funzione di T .

Nel caso specifico della convezione naturale, tuttavia, cade la dipendenza dal numero di Reynolds proprio perché il fluido non perturbato dallo scambio termico è in quiete:

$$Nu = f(Re, Gr, Pr) \quad \Rightarrow \quad Nu = f(Gr, Pr)$$

In genere si usa una forma analitica approssimata della legge f che è indipendente da Re :

$$Nu = c \cdot Gr^b \cdot Pr^a$$

Questa relazione ha origine sperimentale e di conseguenza fornisce un'approssimazione di Nu , e dunque del coefficiente di convezione.

I parametri a , b , c dipendono dalla geometria del sistema e dal moto del fluido durante la convezione naturale stessa, che può essere laminare o turbolento. In questo caso, tuttavia, il fluido ha velocità nulla non solo sulla superficie del corpo, ma anche a distanza infinita, ovvero il fluido non perturbato è in quiete. Ciò significa che non si può utilizzare il numero di Reynolds per stabilire il regime di moto; ecco allora che si introduce, a tal fine, il numero di Rayleigh (Ra), definendolo in questo modo:

$$Ra = Gr \cdot Pr$$

Nella pratica, una volta calcolati i numeri di Pr e Gr , si calcola Ra , dopodiché si consulta una tabella che restituisce i parametri a , b , c in base al valore di Ra ed alla

geometria del sistema. La Tab.1.6 ne fornisce un esempio. Sperimentalmente inoltre si verifica il moto laminare solo per: $Ra < 10^9$.

Situazione geometrica	Campo di validità (Ra)	Nu = C Gr ^b Pr ^a			Autori	Note
		C	b	a		
Superficie cilindrica orizzontale	< 10 ⁻³ 10 ³ + 10 ⁹ 10 ⁹ + 10 ¹²	0,4 0,53 0,13	0 0,25 0,33	0 0,25 0,33	Mc Adams	Nu e Gr calcolati in funzione del diametro D
Superficie piana o cilindrica verticale	10 ³ + 10 ⁹ 10 ⁹ + 10 ¹²	0,59 0,13	0,25 0,33	0,25 0,33	Mc Adams	Nu e Gr calcolati in funzione della estensione verticale L
Superficie piana orizzontale, quadrata, di lato L	10 ² + 2 × 10 ⁷ 2 × 10 ⁷ + 3 × 10 ¹⁰ 10 ² + 2 × 10 ⁷	0,54 0,14 0,25	0,25 0,33 0,25	0,25 0,33 0,25	Fishenden e Saunders	Flusso di calore verso l'alto Idem, verso il basso
Sfera	10 ³ + 10 ⁷	0,49	0,25	0,25	Bromham e Mayhew	
Strato verticale di altezza H e spessore L: una parete verticale più calda dell'altra	< 2.000 Pr (2 × 10 ⁴ + 2 × 10 ⁵) Pr (2 × 10 ² + 11 × 10 ⁶) Pr	1 0,18 (H/L) ^{-1/9} 0,065 (H/L) ^{-1/9}	0 0,25 0,33	0 0 0	Jakob	Nu e Gr calcolati in funzione di L. Relazioni valide per l'aria
	< 10 ⁷ 10 ³ + 10 ⁷	1 0,28 (H/L) ^{-1/4}	0 0,25	0 0,25	Emery e Chu	Idem, relazioni per liquidi, con 3 < Pr < 30.000

Tabella 1.6) Formule sperimentali per il calcolo del numero di Nusselt in convezione naturale.

CAPITOLO 2

MODELLISTICA NUMERICA DEI TRATTAMENTI INDUTTIVI

2.1 INTRODUZIONE

Attualmente non esiste un modello deterministico che prende in considerazione la geometria dell'induttore, la storia del materiale, le condizioni di riscaldamento, la drasticità del mezzo di tempra e la metallurgia, per ottimizzare la messa a punto del processo ad induzione.

Quest'ultima è basata unicamente sull'esperienza degli esperti ma, malgrado la loro competenza, ogni nuova applicazione richiede un elevato numero di prove per raggiungere i valori ottimali dei parametri del processo. Per ridurre i tempi di sviluppo si può quindi utilizzare una simulazione numerica, tipicamente con codici di calcolo agli elementi finiti. La modellazione del processo è comunque complessa perché è necessario accoppiare diversi tipi di analisi: elettromagnetica, termica, meccanica e metallurgica. Esistono diversi codici commerciali specifici che consentono la simulazione dei trattamenti termici: DCT DANTE[®], CENAERO MORFEO[®], ESI SYSWELD[®], CEDRAT FLUX2D-3D[®], ITA-TECH TTSteel[®], SFTC DEFORM-HT[®].

Si può, per semplicità, limitare lo studio alla fase di riscaldamento per induzione. In questo caso è necessario condurre “solo” un'analisi accoppiata elettromagnetica-termica, e quindi adoperare un codice FEM di tipo “*Multiphysics*”. I risultati di queste simulazioni consistono nella distribuzione delle isoterme all'interno del manufatto, al variare dei parametri chiave del processo – potenza e frequenza innanzitutto. Noto l'andamento delle temperature, si può risalire alle trasformazioni metallurgiche e, infine, alle tensioni residue risultanti.

In questo capitolo, oltre ad introdurre il Metodo agli Elementi Finiti e in particolare la sua applicazione ai processi induttivi, è fornita una panoramica delle tecniche

numeriche disponibili e delle relative problematiche nello studio dei trattamenti termici e nell'implementazione specifica nel caso di riscaldamento induttivo.

2.2 GENERALITA'

Vi sono molti metodi numerici e programmi per simulare il processo di riscaldamento induttivo. Le principali caratteristiche di questi programmi sono:

- Solutore di tipo 1D, 2D,3D.
- Capacità di calcolare sistemi con parametri non lineari.
- Accoppiamento con analisi termica transitoria.
- Possibilità di simulare con parti in movimento (scanning, rotazione).
- Possibilità di simulare circuiti di potenza.
- Database di materiali e caratteristiche dei mezzi di raffreddamento.
- Calcolo con anisotropia dei materiali.
- Calcolo con analisi armonica (FD) e/o transitoria (TD) del campo magnetico.
- Interazione con analisi metallurgica e meccanica.

Tutti i metodi numerici sono basati sulla discretizzazione del dominio del sistema induttivo in piccoli elementi. Questi elementi possono essere lineari, superficiali o volumetrici.

I metodi numerici per il calcolo del campo elettromagnetico possono essere caratterizzati in due grandi gruppi : differenziali e integrali. Attualmente sono utilizzati solo i metodi differenziali, perché consentono l'accoppiamento elettromagnetico-termico, mentre i metodi integrali sono specifici per il calcolo elettromagnetico.

I vari passi della simulazione nei metodi numerici sono:

- Descrizione del dominio (geometria).
- Definizione delle proprietà dei materiali.
- Discretizzazione del Dominio (meshing del dominio).
- Assemblaggio delle equazioni e loro soluzioni.
- Calcolo dei parametri distribuiti e discreti, e visualizzazione dei risultati.

Per la definizione della geometria possono essere usati modelli Cad. Durante il settaggio delle proprietà dei materiali non lineari, le corrispondenti proprietà possono essere descritte tramite formule, tabelle, curve o interpolazioni. Se il materiale è anche anotropico è necessario definire le proprietà tensoriali.

2.3 METODI DIFFERENZIALI

Le equazioni differenziali del secondo ordine per il campo elettromagnetico, in un sistema induttivo possono essere derivate dalle citate equazioni di Maxwell:

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\gamma}\operatorname{rot}\mathbf{H}\right) = -\mu\mu_0\frac{d\mathbf{H}}{dt}$$

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\mathbf{E}\right) = -\gamma\mu_0\frac{d\mathbf{E}}{dt}$$

Queste equazioni sono di tipo parabolico.

L'equazione differenziale per il vettore \mathbf{A} è simile:

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\mathbf{A}\right) = -\gamma\mu_0\frac{d\mathbf{A}}{dt}$$

In un modello 3D, i mutui campi elettrico e magnetico, devono essere calcolati simultaneamente, il che rende il problema molto complicato. In generale \mathbf{H} ed \mathbf{E} hanno le tre componenti (es. H_x, H_y, H_z) non nulle. E' possibile ridurre il numero di incognite usando i potenziali scalari: magnetico A , Elettrico V . Tuttavia il potenziale scalare magnetico può essere usato solo nei domini senza correnti.

Nella maggior parte dei casi pratici, il calcolo può procedere con un approccio di tipo armonico, ove l'operatore $j\omega$ è usato al posto dell'operatore differenziale temporale d/dt . La prima e l'ultima equazione scritte sopra si trasformano in :

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\gamma}\operatorname{rot}\mathbf{H}\right) = -j\omega\mu\mu_0\mathbf{H}$$

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\mathbf{A}\right) = -j\omega\gamma\mu_0\mathbf{A}$$

In queste equazioni \mathbf{H} , \mathbf{A} ed \mathbf{E} rappresentano i vettori di quantità efficaci complessi (rms) della prima armonica, invece dei valori istantanei usati nelle equazioni in forma transitoria.

In queste equazioni sono in realtà più complicati delle equazioni 16 e 17 perché contengono valori complessi. Esse possono essere risolte usando un calcolo di numeri complessi, o separando la parte immaginaria della parte reale, il che raddoppia le incognite.

Il vantaggio dell'approccio armonico è che il calcolo dei parametri di campo durante metà periodo dell'onda elettromagnetica non è più necessario. Questo riduce enormemente il tempo di calcolo. Un altro vantaggio è che si può considerare una permeabilità magnetica equivalente invece che complessa, com'è in realtà per campi variabili, non valutando più le grandi variazioni dei suoi valori istantanei e spaziali durante il periodo. Per materiali con permeabilità μ e conducibilità σ localmente uniforme le equazioni si semplificano ulteriormente nella forma:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = j\omega\gamma\mu\mu_0 \mathbf{H} \quad \text{and} \quad \nabla^2 \mathbf{A} = j\omega\gamma\mu\mu_0 \mathbf{A}$$

2.4 FINITE DIFFERENCE METHODS

Nei metodi alle differenze finite, la distribuzione delle variabili incognite è descritta dai valori assunti nei nodi di una mesh che discretizza il dominio di calcolo. Questa mesh è di solito ortogonale, ma può anche essere non uniforme in modo da ridurre il numero di nodi (Fig.2.1a). Le equazioni differenziali devono essere approssimate tramite relazioni che legano le variabili in particolari nodi e loro intorno. Queste relazioni devono essere assemblate per ogni variabile in ciascun nodo, eccetto che nei punti al contorno dove vi sono valori noti, e formano quindi un sistema di equazioni algebriche risolvibili. La stessa procedura deve essere applicata per alle derivate temporali delle variabili, nel caso di analisi transitoria dei campi (Fig.2.1b).

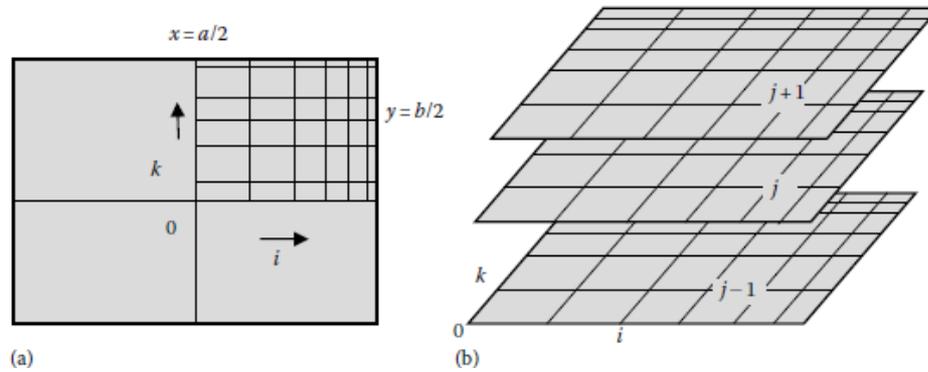


Figura 2.1) Discretizzazione per simulazione alle differenze finite: (a) analisi stazionaria; (b) analisi transitoria.

Ci sono molti modi per approssimare le derivate con operazioni differenziali, usando diversi tipi di differenze: *backward*, *forward* o *central difference*. Ogni metodo presenta i suoi vantaggi e svantaggi in termini di accuratezza, stabilità (convergenza), tempo di calcolo. Particolare attenzione deve essere prestata nel dimensionamento della mesh e nella scelta del time step di calcolo: quando il time step è troppo ampio il calcolo non converge; per un time step troppo piccolo il tempo di calcolo diventa enorme.

2.5 FINITE ELEMENT METHODS

Con questo metodo, come noto, il dominio di calcolo è suddiviso in sottodomini chiamati elementi, e una funzione che approssima la reale distribuzione di una incognita è ipotizzata in ciascun elemento. Queste funzioni sono definite in termini di valori delle variabili incognite nei vertici degli elementi (nodi). Ne risulta che i valori nodali diventano dei parametri liberi, ovvero dei gradi di libertà. Il sistema delle equazioni algebriche inerenti questi nodi deve quindi essere assemblato in accordo con metodo di rappresentazione scelto per le equazioni che governano i fenomeni. Ad esempio per analisi transitorie, il metodo FEM trasforma le equazioni differenziali alle derivate parziali in equazioni differenziali ordinarie rispetto al tempo, che potrebbero essere

risolte con il metodo FDM. Quando infine i valori nodali sono trovati, tutti i parametri del sistema possono essere determinati.

La scelta dei contorni del dominio, e la loro discretizzazione, riveste una grande ruolo nel FEM. Per problemi 2D la discretizzazione più utilizzata è la triangolazione: il dominio è suddiviso in triangoli non sovrapposti (Fig.2.2). Vi sono molti algoritmi per la generazione automatica della mesh, come ad esempio la triangolazione di Delaunay. La funzione nodale più semplice è ovviamente quella lineare, ad es. la funzione è una combinazione lineare delle coordinate con opportuni coefficienti.

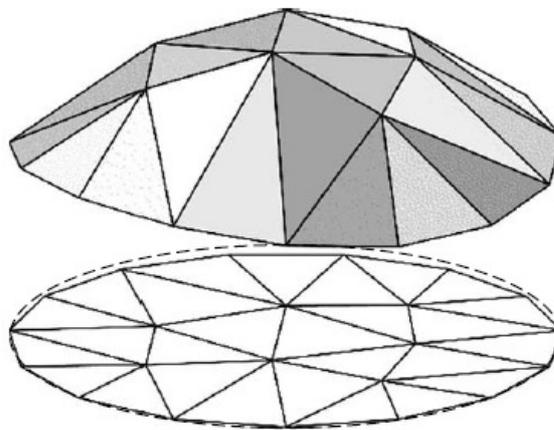


Figura 2.2) Mesh 2D e funzione superficiale

La discretizzazione di domini tridimensionali è molto più complessa. In generale il dominio può essere suddiviso in diverse tipologie di poliedri: tetraedri, prismi, cubi. Nel caso di elementi tetraedrici (Fig.2.3) la funzione di forma lineare è del tipo:

$$T(x,y,z) = a_1 + a_2x + a_3y + a_4z$$

I coefficienti di questa equazione dipendono dai valori T_1, T_i, T_j, T_k della variabile T nei nodi:

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_i \\ T_j \\ T_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & X_1 & Y_1 & Z_1 \\ 1 & X_i & Y_i & Z_i \\ 1 & X_j & Y_j & Z_j \\ 1 & X_k & Y_k & Z_k \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix}$$

e la variabile T nell'elemento può essere trovata come $T = [N] \{T^{(e)}\}$.

Estendendo questa procedura a tutti gli elementi nel dominio, una funzione lineare a tratti, approssimazione della funzione incognita, può essere determinata nell'intero dominio, come una funzione dei valori nei nodi. La determinazione della temperatura con questo metodo risulta abbastanza semplice perché si tratta di un problema con una sola variabile scalare.

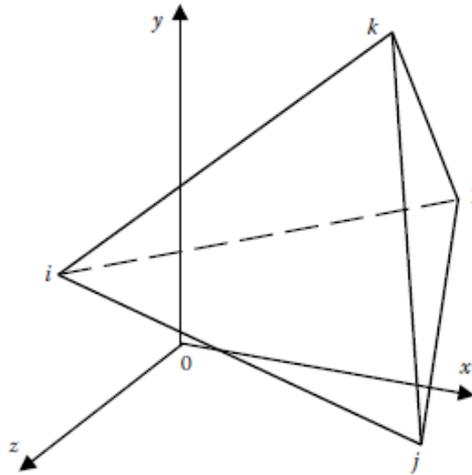


Figura 2.3) Elemento tetraedrico.

Il calcolo dei campi elettromagnetici può risultare molto più complicato, soprattutto in una formulazione 3D. Si ricorda che l'approssimazione lineare del vettore potenziale elettromagnetico corrisponde ad una distribuzione vettore induzione magnetica costante a tratti, quindi considerando una permeabilità magnetica costante in ciascun elemento. Una funzione di forma di tipo parabolico (2° ordine) fornisce una migliore approssimazione, con l'induzione magnetica lineare. Usando elementi di ordine maggiore si può ridurre il loro numero ma il calcolo diventa esponenzialmente più complicato.

Dalle equazioni di Maxwell discende che:

$$\text{rot}(1/\mu(\text{rot}A)) = -\gamma \left(\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad}u \right)$$

Dove con u si indica il potenziale elettrico scalare dovuto al campo elettrico applicato alle spire. Per un geometria piana 2D ed un approccio di tipo armonico, ad esempio, il

campo magnetico può essere descritto da una sola componente del vettore potenziale $A_z=A(x,y)$ e le equazione precedente diventa:

$$\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial(1/\mu)}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial(1/\mu)}{\partial y} \frac{\partial A}{\partial y} \right) - j\gamma\omega A + J_{\text{ext}} = 0$$

Dove J_{ext} è la densità di corrente esterna. Questa equazione è valida per tutti i domini (induttore, aria, concentratore di flusso, pezzo) con la J_{ext} non nulla solo nelle spire.

Usando la formulazione variazionale del metodo Galerkin, questa equazione è moltiplicata per il variazionale del potenziale magnetico δA ed integrata sull'intero dominio:

$$\int_V \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) \delta A dv + \int_V \left(\frac{\partial(1/\mu)}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial(1/\mu)}{\partial y} \frac{\partial A}{\partial y} \right) \delta A dv - \int_V j\gamma\omega A \delta A dv + \int_V J_{\text{ext}} \delta A dv = 0$$

Dopo le operazioni matematiche che tengono conto della costanza a tratti della permeabilità la seguente equazione può essere ottenuta per ciascun elemento:

$$(|K^{(e)}| + |C^{(e)}|) \cdot |A^{(e)}| = |P^{(e)}|$$

ove

$|K^{(e)}|$ è la matrice di rigidezza

$|C^{(e)}|$ è l'energia di dissipazione o matrice di smorzamento

$|A^{(e)}|$ è il vettore potenziale magnetico nei nodi

$|P^{(e)}|$ è il vettore delle sorgenti del campo.

$$|K^{(e)}| = \int_{V_e} \frac{1}{\mu} \left(|N|_x \cdot |N|_x^T + |N|_y \cdot |N|_y^T \right) dV,$$

$$|C^{(e)}| = \int_{V_e} j\omega\gamma |N| \cdot |N|^T dV, \quad |P^{(e)}| = \int_{V_e} J_{\text{ext}} |N| dV + \int_S \frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial n} |N| ds.$$

Ove

$|N|_x$ e $|N|_y$ sono le matrici delle derivate della funzione di forma

S è la superficie con le condizioni al contorno del secondo ordine.

Gli integrali di queste ultime equazioni possono essere calcolati analiticamente.

La forma matriciale finale del sistema di equazioni algebriche è:

$$(\mathbf{K} + \mathbf{C}) \cdot \mathbf{A} = \mathbf{P}, \quad \text{with } \mathbf{K} = \sum_e |K^{(e)}|, \quad \mathbf{C} = \sum_e |C^{(e)}|, \quad \mathbf{P} = \sum_e |P^{(e)}|.$$

Questo sistema può infine essere risolto con metodi diretti o metodi iterativi.

Quando il vettore potenziale magnetico è determinato in tutti i nodi della mesh è semplice calcolare tutte le altre proprietà distribuite o discrete. Per calcolare il vettore induzione magnetica \mathbf{B} è necessario considerare le derivate della vettore potenziale \mathbf{A} , ne può seguire una distribuzione non regolare delle linee di flusso del campo magnetico, specialmente per problemi 3D. Una mesh più fitta o elementi di ordine superiore possono ovviare, con tempi di calcolo più lunghi. I maggiori progressi nel metodo FEM sono dovuti all'implementazione di elementi di ordine superiore ed elementi polinomiali (hp-FEM), le tecniche mesh- adattative, e migliori solutori di equazioni non lineari.

2.6 BOUNDARY ELEMENT METHOD

Il classico metodo BEM è un metodo integrale per simulazioni di sistemi ove vi sono corpi con proprietà costanti. In questo caso la reazione del corpo alla distribuzione del campo elettromagnetico può essere sostituita dalla reazione delle correnti sulla sua superficie. Il vettore potenziale magnetico risultante in un arbitrario punto Q è dato da:

$$\mathbf{A}_Q = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_S \mathbf{J}_{SP} G_{QP} dS + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{VB} \mathbf{J}_T G_{QT} dV$$

ove

\mathbf{J}_{SP} è la densità di corrente superficiale nel punto P del corpo

\mathbf{J}_T la densità di corrente nota nella spira B

G_{QP} e G_{QT} sono funzioni di influenza (funzioni di Green) per campo elettromagnetico.

Per un campo 3D, $G_{QP} = 1/R_{QP}$ ove R_{QP} è la distanza tra i punti Q e P.

Il vettore induzione è definito come $\text{rot}\mathbf{A}$. La continuità della componente normale di \mathbf{B} sulla superficie del corpo è automaticamente soddisfatta in questo modello, mentre la continuità della componente tangenziale di \mathbf{H} può essere usata per il calcolo delle

correnti incognite. Questo metodo è efficace per il calcolo di campi elettromagnetici 2D e 3D in un sistema lineare.

Per problemi non lineari una combinazione di BEM e FEM o FDM dentro il corpo potrebbe essere usata. Il calcolo nell'area interna darà i valori di corrente nel volume del corpo, i quali possono essere considerati noti nel BEM. Il calcolo differenziale ed il calcolo BEM possono essere ripetuti fino alla convergenza del processo.

CAPITOLO 3

STUDIO DI UN CASO: ELEMENTO D'ASTA DA PERFORAZIONE

3.1 INTRODUZIONE

L'implementazione di un modello di simulazione del riscaldamento induttivo, basato su tecniche numeriche di tipo FEM, può trovare una valida applicazione nell'individuazione di un ciclo ottimale di tempra ad induzione per il trattamento superficiale di un tipico manufatto cilindrico di grandi dimensioni – con prevalente sviluppo assiale e con sezione trasversale scanalata – quali risultano essere, ad esempio, gli elementi di un'asta da perforazione di tipo telescopico.

In questo capitolo è fornita pertanto una breve descrizione dell'asta da perforazione telescopica, *prodotto* scelto come caso possibile di applicazione della simulazione numerica del riscaldamento induttivo. Sono brevemente descritte le problematiche di usura del manufatto, le quali evidenziano l'opportunità di esecuzione di un trattamento di tempra superficiale su alcune particolari aree della sua periferia. Nel seguito, inoltre, sono presentati i risultati della caratterizzazione del materiale da sottoporre a trattamento, con particolare riferimento alle sue proprietà elettromagnetiche.

3.2 ASTE DA PERFORAZIONE DI TIPO TELESCOPICO

Le aste telescopiche utilizzate per la trivellazione e la perforazione geotecnica sono costituite – a seconda della profondità di scavo richiesta – da 3, 4, o 5 elementi (Fig.3.1). Ogni elemento è in pratica un tubo in acciaio da costruzione S355 con diametro variabile da 159 mm, per l'elemento più interno, fino a 558 mm per l'elemento più esterno, di lunghezza 12-14 metri, su cui vengono saldati longitudinalmente, sulla superficie esterna ed anche su un breve tratto terminale (1 m) della superficie interna,

delle barre (piatti) in acciaio **C40** allo stato normalizzato, corrispondente all'acciaio ipoeutetoidico **AISI 1040** secondo l'unificazione statunitense.



Figura 3.1) Aste telescopiche di perforazione

Si tratta in sostanza di grossi alberi scanalati, che si incastrano l'uno dentro l'altro (Fig.3.2) e trasmettono la coppia motrice dalla testa della macchina perforatrice all'utensile scavatore (Fig.3.3).



Figura 3.2) Accoppiamento degli elementi di asta

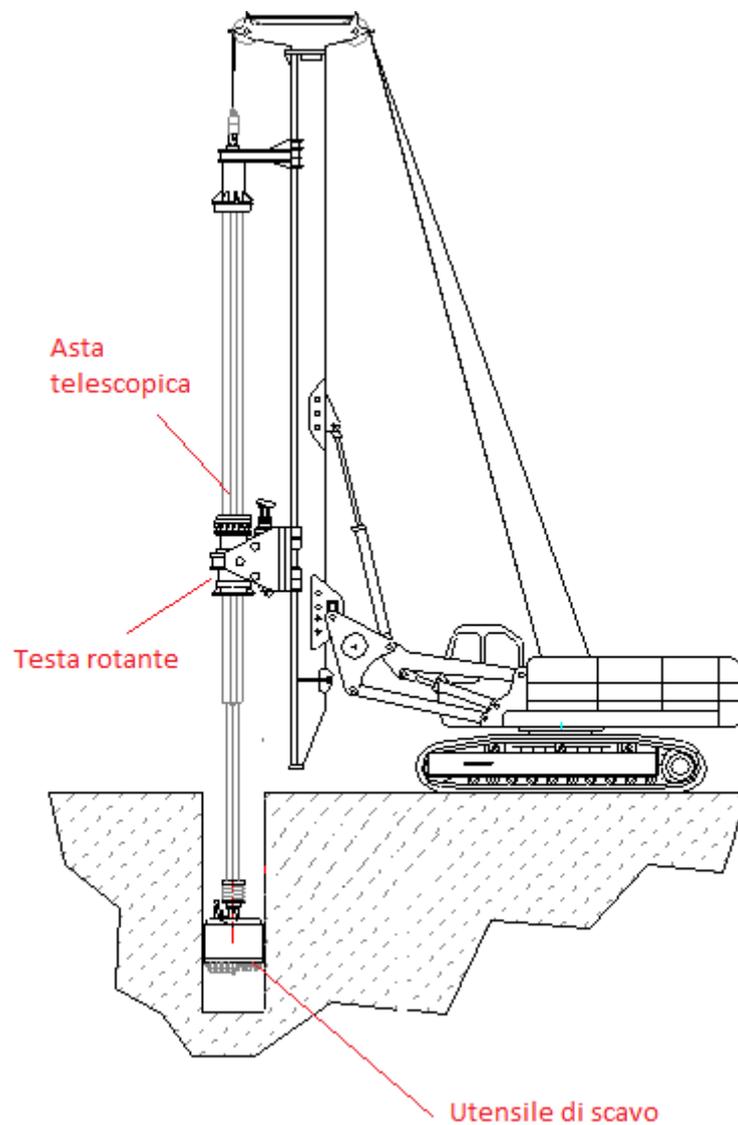


Figura 3.3) Funzionamento dell'asta telescopica durante la perforazione

Nella figura successiva (fig.3.4) è rappresentata una generica asta telescopica e vengono evidenziati tutti i componenti che la compongono:

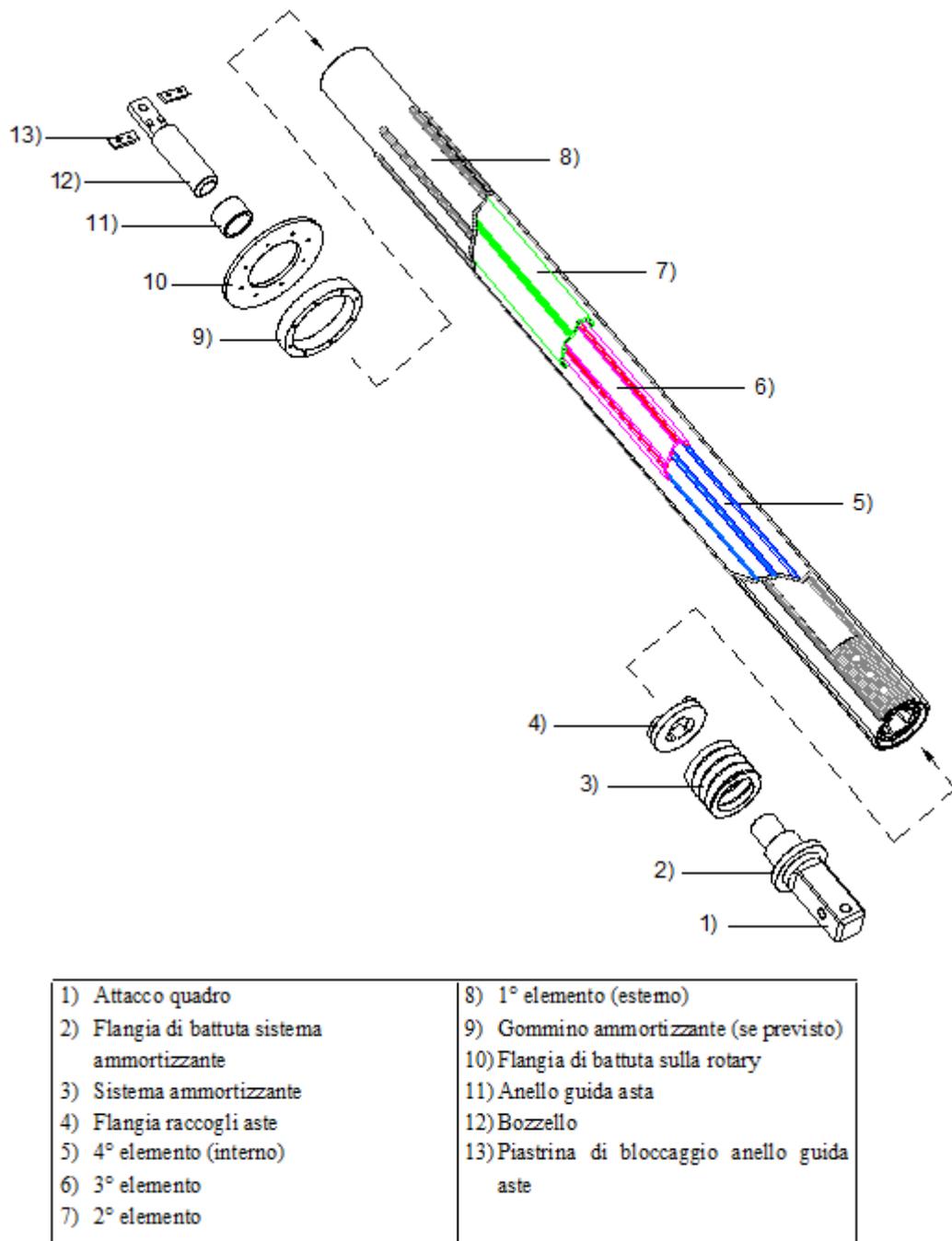


Figura 3.4) Componenti di un'asta telescopica

3.2.1 Usura dell'asta telescopica

Le aste telescopiche sono progettate per palificazioni di grande diametro in terreni duri o anche rocciosi. Il diametro del foro, ottenuto impiegando l'utensile più adatto alla

tipologia di terreno individuata per mezzo di sondaggi preventivi, può variare da 600 mm fino ad oltre 2500 mm. La profondità di scavo può arrivare, per grandi fondazioni, fino a 60 metri e oltre. Appare evidente che per eseguire perforazioni così impegnative si rende necessario l'impiego di macchine adeguate in grado di esplicare coppie di rotazione enormi, con valori tipicamente variabili da 10000 *daNm* fino ad oltre 32000 *daNm*, con punte in alcuni casi fino a 45000 *daNm*. Tale coppia si trasmette, come detto, dalla testa motrice della macchina, attraverso tutta la sequenza di elementi interni scanalati fino alla utensile di scavo: questa sorta di "alberi" scanalati sono provvisti di guide esterne che fungono da denti, di modo tale che il canotto interno della testa di rotazione trasferisce la coppia al primo elemento esterno dell'asta, che a sua volta la trasferisce agli elementi interni mediante i giunti terminali di ogni singolo elemento. Durante la perforazione ovviamente lo sforzo trasmesso non è costante – anche nello scavo del singolo foro – perché ai vari livelli di profondità la stratificazione del terreno può essere la più varia possibile. Si generano molto spesso urti tra le guide che rendono il moto di rotazione viepiù irregolare. Tali condizioni di esercizio estremamente variabili, in combinazione con gli enormi sforzi agenti e con gli ampi giochi (fino a 10 mm sul diametro) sussistenti tra i vari elementi e necessari per garantire l'accoppiamento per lunghezze così ampie, provocano una severa usura e successivo rifollamento delle guide costituenti i profili scanalati (Fig.3.5).



Figura 3.5) Problemi di usura e rifollamento sulle guide di un'asta telescopica

Appare evidente l'opportunità di valutare l'esecuzione di una tempra superficiale esterna su gli elementi di asta, ed in particolare sulle guide longitudinali, per limitare l'usura nell'accoppiamento ed aumentare la resistenza a fatica. Naturalmente un tale ciclo di tempra, oltre alla intrinseca difficoltà di esecuzione con i metodi tradizionali per un manufatto di queste proporzioni, comporterebbe un costo aggiuntivo che può essere relativamente ammortizzato solo con un intenso impiego di simulazioni preventive. Queste infatti, come noto, riducono la necessità di prove e prototipi consentendo di determinare i parametri di processo ottimali (temperature, tempi, velocità) in modo virtuale e permettendo di ridurre i costi di sviluppo.

Prima fase del processo di tempra induttiva, l'unico trattamento ipotizzato fattibile per la tipologia di manufatto, è il riscaldamento induttivo. La determinazione dei parametri del riscaldamento induttivo (potenza, frequenza, induttore...) con l'ausilio di modelli numerici è appunto l'obiettivo di questo lavoro.

3.3 CARATTERIZZAZIONE TERMICA E METALLURGICA DEL MATERIALE

Come si è su accennato, il materiale utilizzato per la realizzazione delle guide e quindi del profilo scanalato degli elementi di aste è l'acciaio C40. Questa lega è definita dalla norma UNI 7845 come un acciaio ipoeutetoidico a basso tenore di carbonio. Il suo equivalente nelle norme AISI/SAE è denominato AISI1040 ed è classificato tra gli acciai da bonifica. La caratteristica di questa classe di acciai è di poter essere bonificata, generando una struttura martensitica rinvenuta, caratterizzata da alta resistenza meccanica con una buona tenacità. Le caratteristiche meccaniche sono strettamente legate alla composizione chimica (Fig.3.6) e alla temperatura di rinvenimento. Sono sostanzialmente acciai ad elevate caratteristiche meccaniche, utilizzabili per particolari meccanici, alberi, pistoni, barre cromate, aste per pompe, che lavorano a temperature superiori a -20 °C.

Corrispondenze <i>Comparable standards</i>	SIAU	DIN	W.N.	AFNOR	BS	AISI/SAE
	C4	CK40	1.1186	XC42	(060A42)	(1042)

Composizione <i>Chemical analysis</i>	C	Mn	Si	Cr	Ni	Mo	Altri
	.37÷.44	.50÷.80	.15÷.40	-	-	-	P e S ≤ .035

Temperature per la lavorazione a caldo ed il trattamento termico <i>Hot work and heat treatment temperatures</i>	Punti critici <i>Critical points</i>	Fucinatura <i>Forging</i>	Normalizzazione <i>Normalization</i>	Ricottura subcritica <i>Subcritical annealing</i>	Ricottura isotermica <i>Isothermal annealing</i>	Tempra <i>Hardening</i>	Rinvenimento <i>Tempering</i>
	Ac1 730						
	Ac3 780	1100÷850	840÷880	650÷700	840÷880	830÷850	550÷650
	Ms 360				↓ 660x1h	acqua/water	

Caratteristiche meccaniche / Mechanical properties						
Stato <i>Condition</i>	Saggio Ø mm. <i>Specimen Ø mm.</i>	Re min. <i>N/mm2</i>	Rm <i>N/mm2</i>	A min. <i>%</i>	KCU min. <i>J</i>	Durezza HB allo stato <i>HB hardness in the following conditions</i>
Bonificato	16	490	700÷840	15	25	Ricotto lavorabile / Soft-annealed ≤ 220
Hardened and tempered	16÷40	420	640÷780	17	25	Ricotto isoteramico/ Isothermal annealed 155÷210
	40÷100	370	590÷740	18	20	Ricotto sferoidale/Spheroidal annealed ≤ 179
Normalizzato/Normalized	16÷100	325	570÷720	18		

Temprabilità <i>Hardenability</i>	HRC / % Martensite		Diametro temprabile mm. / Hardenable diameter mm.	
	90%	50%	olio/oil	acqua/water
	53	42	-	25

Figura 3.6) Composizione, denominazioni, caratteristiche e punti critici per acciaio C40

In letteratura esiste una buona disponibilità di tabelle, curve CCT (Fig.3.7) e TTT (Fig.3.8), che riguardano questo acciaio, vastamente impiegato ed oggetto di molti studi. La determinazione dei parametri termici per i cicli di trattamento termico, e le trasformazioni metallurgiche risultanti dall'applicazione di tali parametri, è per questo tipo di acciaio basata in modo affidabile su una robusta conoscenza sperimentale.

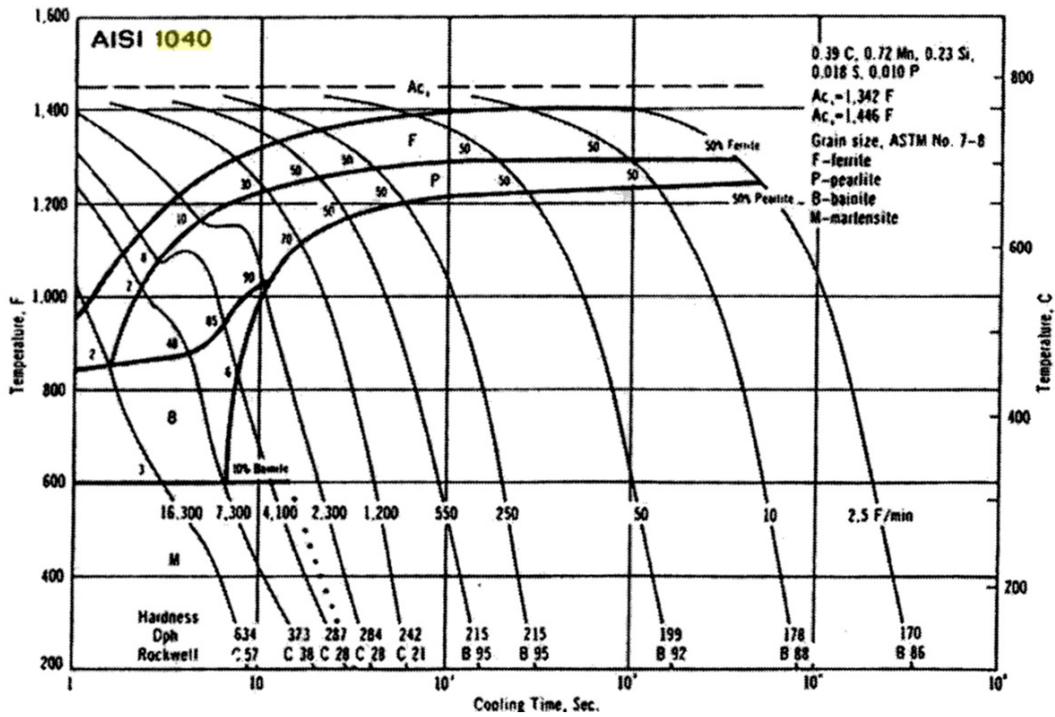


Figura 3.7) Curva CCT per acciaio C40

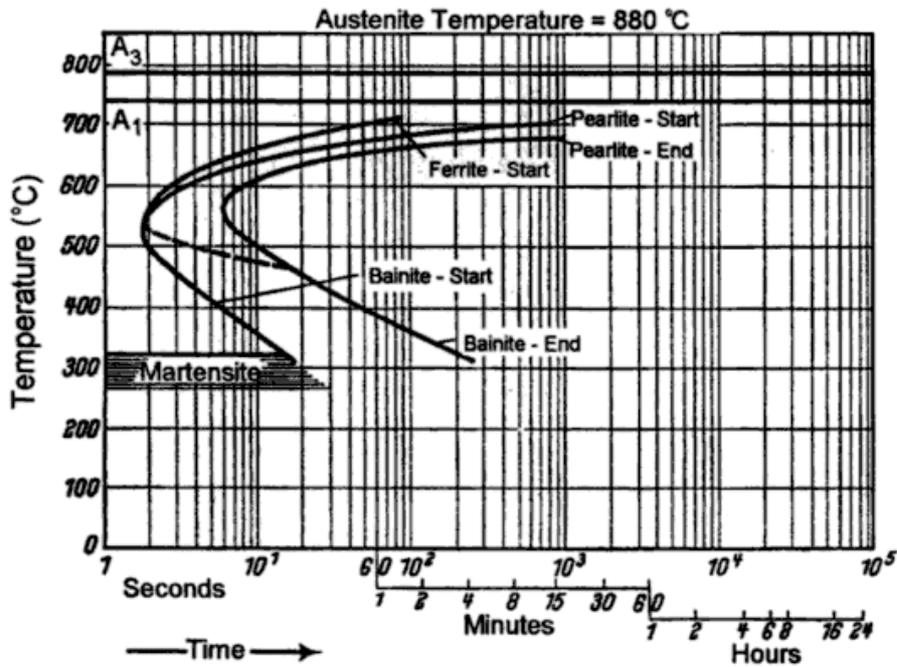


Figura 3.8) Curva TTT per acciaio C40

Di seguito si riporta il diagramma che mostra l'influenza della velocità di riscaldamento sulla crescita del grano austenitico per questo acciaio (Fig.3.9a), e l'effetto della struttura iniziale sulla temperatura di completa austenitizzazione A_{c3} al variare della velocità di riscaldamento (Fig.3.9b). Questi diagrammi sono molto importanti per il riscaldamento induttivo, che avviene a velocità sostenute.

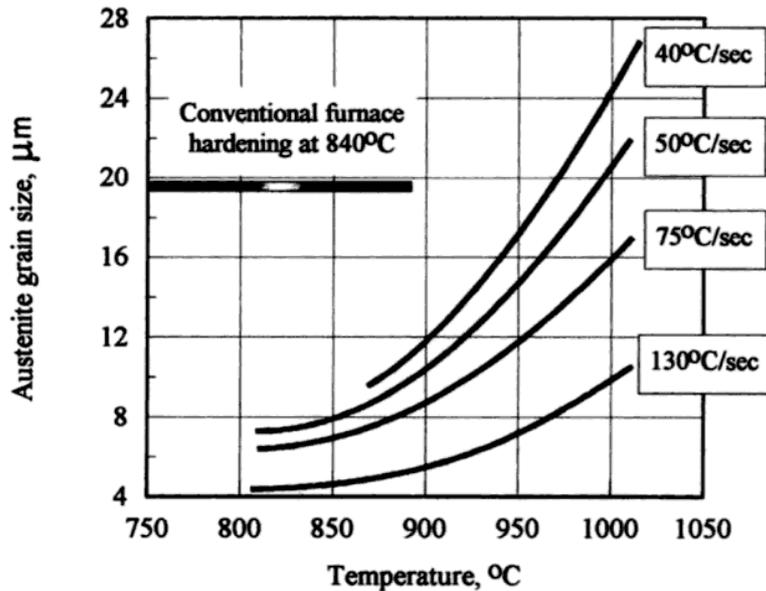


Figura 3.9a) Crescita del grano austenitico al variare della T, per diverse velocità di riscaldamento.

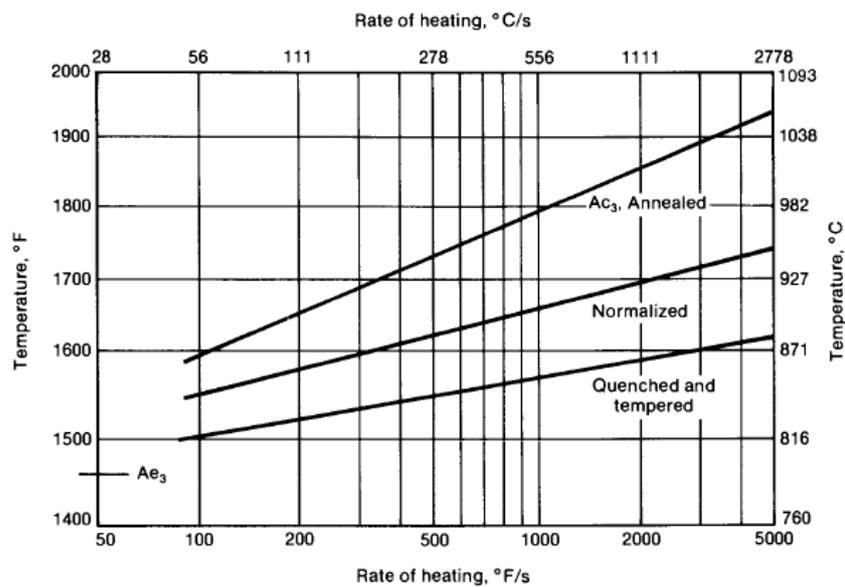


Figura 3.9b) Effetto della struttura iniziale sulla temperatura di completa austenitizzazione A_{c3} al variare della T, per diverse velocità di riscaldamento.

Si riporta infine la tabella (Tab.3.1) da cui è possibile dedurre i parametri di riscaldamento ottimali per la completa austenitizzazione dell'acciaio C40 riscaldato con metodo induttivo.

Carbon content, %	Temperature for furnace heating		Temperature for induction heating	
	°C	°F	°C	°F
0.30	845–870	1550–1600	900–925	1650–1700
0.35	830–855	1525–1575	900	1650
0.40	830–855	1525–1575	870–900	1600–1650
0.45	800–845	1475–1550	870–900	1600–1650
0.50	800–845	1475–1500	870	1600
0.60	800–845	1475–1550	845–870	1550–1600
>0.60	790–820	1450–1510	815–845	1500–1550

Tabella 3.1) Temperatura di austenitizzazione dell'acciaio al variare della % di carbonio, in caso di riscaldamento convenzionale in forno e nel caso di riscaldamento induttivo.

Sulla scorta delle curve e tabelle su riportate, e con la considerazione che lo stato di fornitura delle barre utilizzate per le guide degli elementi di asta è quello normalizzato, si determinano i parametri ottimali per il riscaldamento induttivo della superficie dell'asta telescopica. Tali parametri sono sostanzialmente: una temperatura di austenitizzazione di 900°C e una velocità di riscaldamento di 130 – 150 °C/sec. Essi rappresentano i valori *target* di riferimento per i modelli numerici del riscaldamento induttivo.

3.4 CARATTERIZZAZIONE MAGNETICA DEL MATERIALE

L'obiettivo della verifica sperimentale consiste nel ricavare una curva rappresentante la variazione della permeabilità magnetica dell'acciaio in funzione della temperatura. Disponendo di 6 provini uguali (stesse caratteristiche geometriche, stesso materiale) e nello stato vergine (mai magnetizzati), per ognuno di essi si determina sperimentalmente il ciclo di isteresi ad una data temperatura. Dall'analisi dei cicli

ottenuti, si costruisce una tabella riportando i valori del flusso di induzione magnetica B che si ottiene, in corrispondenza di uno stesso valore di H fissato.

La permeabilità relativa μ_r nelle sostanze ferromagnetiche (come ferro, cobalto, nichel e numerose leghe a base di ferro) dipende dal valore del campo magnetico H applicato e dal modo con cui il dato valore viene raggiunto. La relazione tra la densità di flusso B e il campo magnetico H è quindi rappresentabile tramite una curva non lineare e a più valori detta curva d'isteresi. Per ricavare la relazione sperimentale tra B ed H si può procedere ponendo il materiale all'interno di un solenoide e applicare una corrente i sinusoidale. Al variare di i , ovvero del campo H , varia la tensione v indotta ai capi del solenoide e quindi il campo B . Rilevando la corrente i e la tensione v è possibile ricavare numericamente B ed H e quindi la curva d'isteresi. Disponendo di un provino costituito dal nucleo ferromagnetico da caratterizzare e dall'avvolgimento, assumendo che il nucleo si trovi nello stato vergine, se il campo magnetico H viene incrementato aumentando la corrente i , la densità di flusso varia in accordo con la curva $0a$ in Fig.3.10b detta curva di prima magnetizzazione [1]. Il punto a corrisponde ad un particolare valore del campo magnetico indicato con H_1 il cui relativo valore di corrente è i_1 .

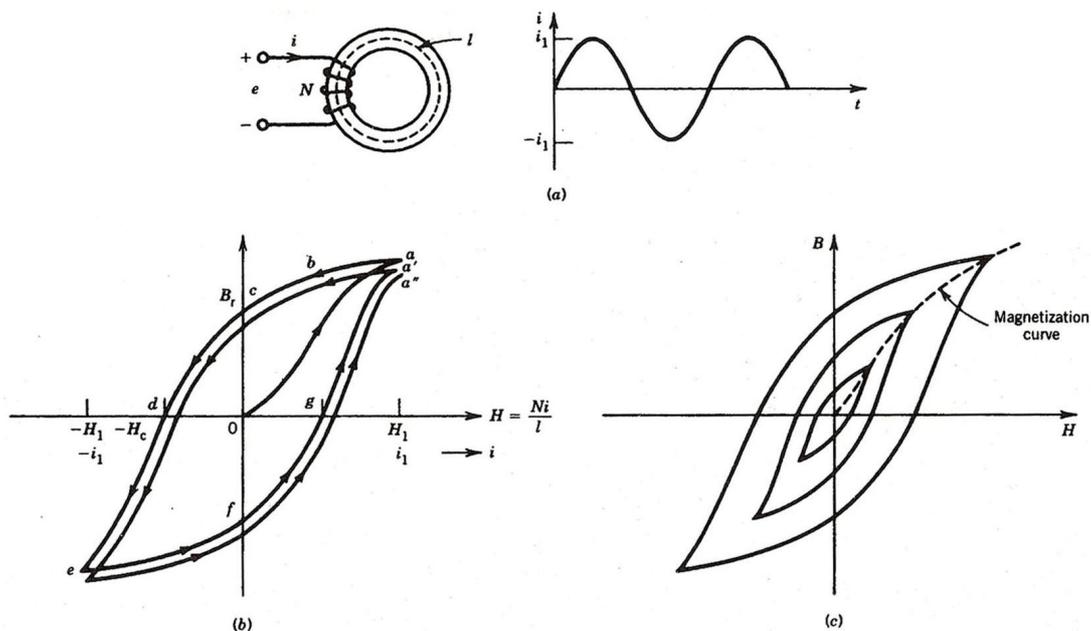


Figura 3.10) Magnetizzazione e ciclo d'isteresi. (a) Nucleo ferromagnetico e circuito di eccitazione. (b) Isteresi. (c) Cicli d'isteresi.

Se l'intensità magnetica viene decrementata lentamente, la curva B-H seguirà un percorso differente indicato con abc in Fig.3.10b. Quando H è portato a zero il nucleo mantiene una densità di flusso B_r nota come induzione residua. Se H viene invertito (invertendo la corrente i) il flusso nel nucleo decrementa e per un particolare valore di H, detto campo coercitivo e indicato con $-H_c$ il flusso residuo è rimosso. Se H è incrementato nella direzione inversa la densità del flusso aumenta nella direzione inversa. Per il valore di corrente $-i_1$ la densità di flusso corrisponde al punto e. Se H è adesso incrementato dal valore $-H_1$ al valore H_1 , la curva B-H seguirà il percorso efga'. Il ciclo non è però chiuso. Se H varia per un altro ciclo (nuovo periodo di i), il punto di lavoro finale sarà a". I punti di lavoro a' e a" sono più vicini di quanto non lo siano a e a'. Dopo diversi cicli di magnetizzazione, il ciclo rimane chiuso e prende il nome di ciclo d'isteresi.

Il valore limite della densità di flusso è detta induzione di saturazione (positiva e negativa): quando B raggiunge tale valore è inutile aumentare il campo H (e quindi la corrente i) poiché la densità di flusso non subisce modifiche.

Cicli d'isteresi più piccoli possono essere ottenuti decrementando l'ampiezza della variazione del campo magnetico H (e quindi della corrente i). Una famiglia di cicli d'isteresi sono mostrati in Fig.3.10c.

3.4.1 Dimensionamento del provino

Lo schema del nucleo da caratterizzare, di forma toroidale, è mostrato in Fig.3.11

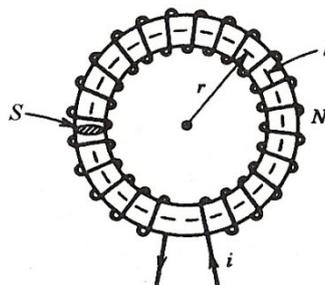


Figura 3.11) Provino e schema equivalente del nucleo.

Il nucleo è privo di gap ed è costituito da un toro di acciaio C40. Le dimensioni del provino sono:

- diametro esterno: 18,0 mm;
- diametro interno: 10,0, mm;
- spessore: $s = 4$ mm;
- sezione: $S = 16,0 \text{ mm}^2$.
- Raggio medio: $r_m = 0,007$ mm

Il filo del solenoide che si realizza ha le seguenti caratteristiche:

- $R_f = 2,0$ mm
- $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ per $T = 293 \text{ }^\circ\text{K}$

Dalla scarsa letteratura si evince che un acciaio ipoeutetoidico come il C40 è mediamente caratterizzato da una permeabilità magnetica relativa iniziale $\mu_r = 80$. Con la strumentazione a disposizione si presume di poter raggiungere un valore di induzione massima $B = 1\text{T}$; si calcola quindi il numero minimo di spire (N) in base al valore massimo di corrente erogabile e alla frequenza dell'alimentazione che si utilizzerà.

Dalla *legge di Faraday-Neumann* si ha

$$v(t) = - \frac{d\Phi(t)}{dt}$$

Se le singole spire sono sufficientemente strette introno al nucleo allora si può ipotizzare che esse siano interessate dallo stesso flusso, per cui possiamo esprimere il flusso Φ nell'avvolgimento in funzione del flusso medio Φ_m che interessa la singola spira

$$\Phi(t) = N\Phi_m(t)$$

$$\Phi_m(t) = \iint_S \underline{B} \cdot \hat{n} dS = \langle B(t) \rangle S$$

$$v(t) = - \frac{d\Phi}{dt} = -N \frac{d\Phi_m}{dt} = -NS \frac{d\langle B \rangle}{dt}$$

dove S è la sezione del nucleo ferromagnetico. Applicando al nucleo una tensione sinusoidale abbiamo

$$v(t) = V_M \sin(\omega t)$$

$$v(t) = -NS \frac{d\langle B \rangle}{dt} \Rightarrow \langle B(t) \rangle = -\frac{1}{NS} \int v(t) dt = \frac{1}{NS} \frac{V_M \cos(\omega t)}{\omega}$$

Si ricava quindi che il valore massimo dell'induzione magnetica è

$$B_m = \frac{V_m}{NS\omega}$$

Considerando che $V_m = ZI_M$ con $Z = \sqrt{(R)^2 + (\omega L)^2}$, si ottiene $B_m = \frac{\sqrt{(R)^2 + (\omega L)^2}}{NS\omega} I_m$,

da cui

$$\frac{B_m^2}{I_m^2} = \frac{R^2 + (\omega L)^2}{(NS\omega)^2}. \quad (2)$$

Essendo $R = \rho \frac{4lN}{\pi R_f}$ e $L = \mu \frac{S}{2\pi r_m} N^2$ sostituendo nella relazione (2), si ottiene

$$N = 30,95 \approx 31$$

con $I_{\max} = 200A$ e $f = 50$ KHz. Intorno al toroide avvolgiamo 31 spire più un'ulteriore spira per chiudere l'avvolgimento per un totale di 32 spire. Mediante l'impedenziometro modello *HP4191A RF* si misura l'impedenza e se ne grafica il modulo in funzione della frequenza: all'aumentare di quest'ultima l'induttanza ha un andamento decrescente a causa dell'effetto capacitivo tra gli avvolgimenti mentre la resistenza aumenta per l'effetto pelle. Dal valore dell'induttanza specifica ipotizzato $A_L = 5400nH$ si ha una stima dell'induttanza del toroide, noto il numero di spire N :

$$A_L = \frac{L}{N^2} \Rightarrow L \cong 5.4mH$$

tale valore è confermato dai grafici (Fig.3.12). Inoltre all'aumentare della frequenza si può osservare che il valore della reattanza diventa negativa a causa della predominanza degli effetti capacitivi tra le spire dell'avvolgimento.

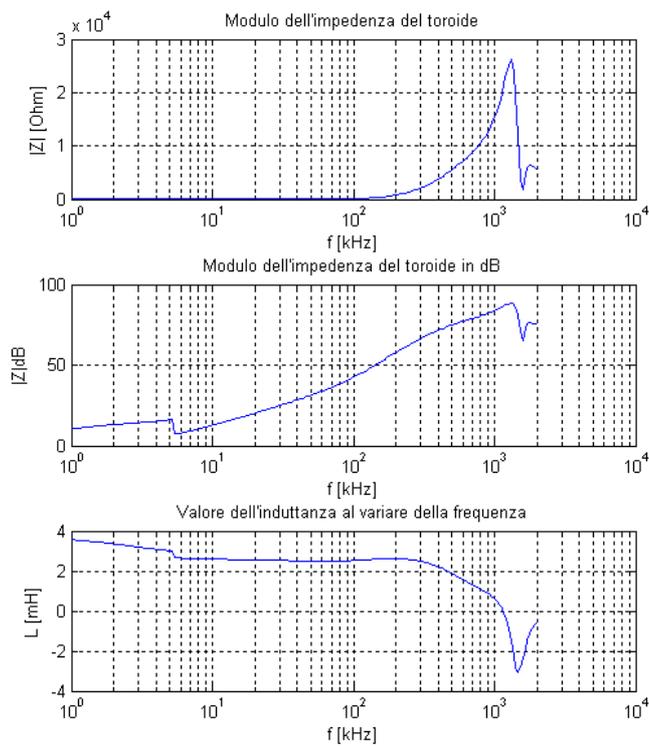
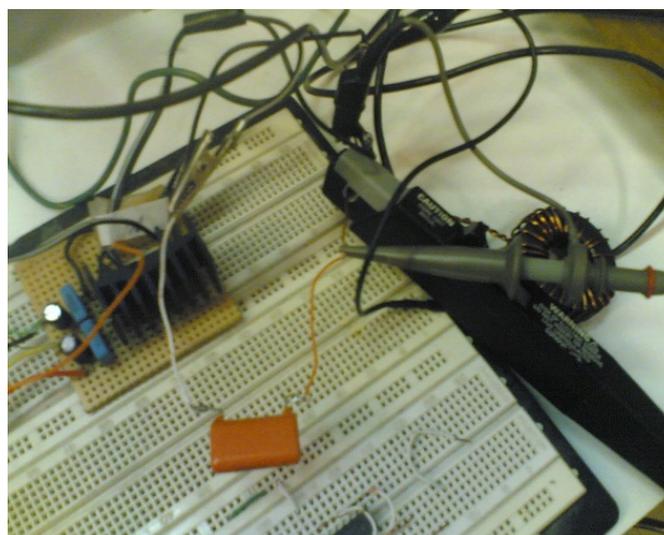
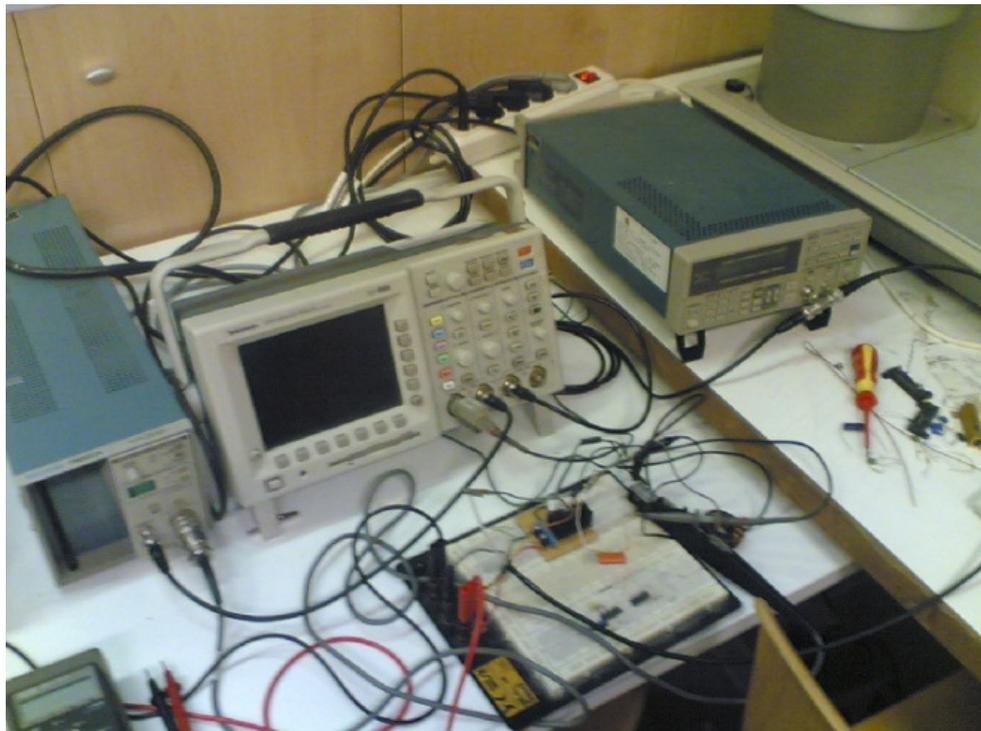


Figura 3.12) Grafici dell'impedenza e dell'induttanza del toroide al variare della frequenza.

3.4.2 Il circuito di misura

L'apparato di misura ed il circuito realizzato è mostrato nelle successive (Fig.3.13a,b,c,d). Si riporta anche lo schema elettrico equivalente (Fig.3.14).





:



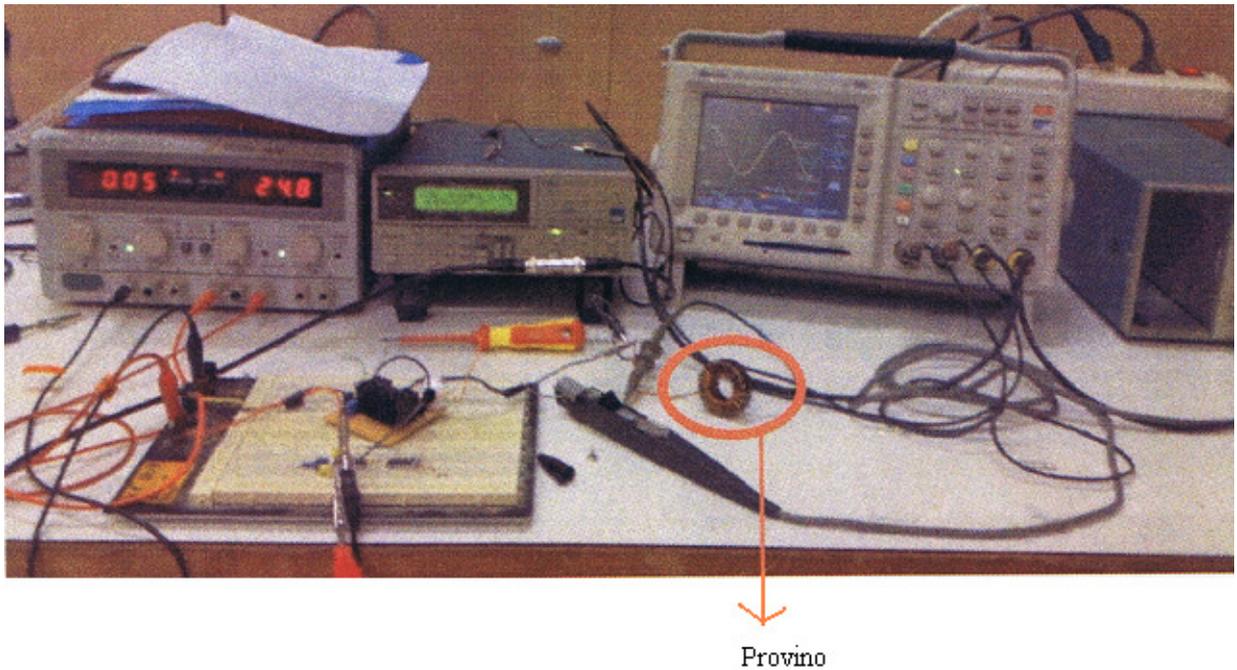


Figura 0.13a,b,c,d) Apparato e circuito di misura

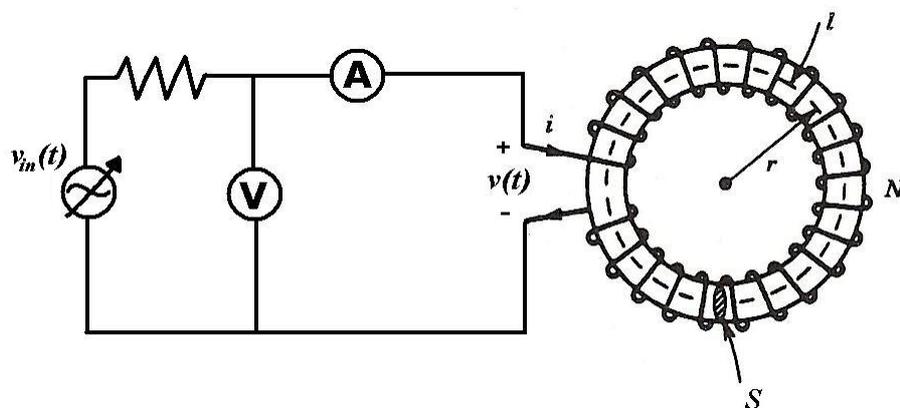


Figura 0.14) Schema elettrico del circuito di misura

Gli strumenti utilizzati sono:

- oscilloscopio;
- generatore di segnale;
- tre alimentatori LAMBDA EMI TCR 30T200 DC POWER SUPPLY EXCELLENT 0-30VDC 0-200A 6,000 WATTS

- sonda di corrente;
- buffer di corrente, necessario per avere l'intensità di corrente tale da portare il materiale ferromagnetico in saturazione.
- Termocoppia Tipo K per la misurazione della temperatura del provino
- Multimetro/Sistema di acquisizione dati 'Keithley 2700' per rilevare la misura della temperatura tramite la termocoppia

Settata l'alimentazione con una tensione sinusoidale di ampiezza e frequenza fissata a 50 KHz, con l'oscilloscopio si visualizzano le forme d'onda di tensione e corrente. Utilizzando una postazione PC collegata all'oscilloscopio attraverso un bus IEEE 488 si acquisiscono le forme d'onda di tensione e corrente in formato numerico.

I valori iniziali di corrente, permettono la determinazione dei cicli d'isteresi a temperatura ambiente, ottenuti elaborando con l'ausilio del software Matlab tensione e corrente per il calcolo di B e H.

Nota la corrente possiamo ricavare il campo magnetico H utilizzando la *legge di Ampere-Maxwell*

$$\oint \underline{H} \cdot d\underline{l} = Ni(t)$$

Poiché il materiale presenta *permeabilità assoluta* $\mu \gg \mu_0$ allora il suo comportamento si può approssimare a quello di un tubo di flusso, per cui le linee di campo saranno uniformi e tutte concentriche

$$\oint \underline{H} \cdot d\underline{l} = \langle H \rangle \oint dl = 2\pi r_{medio} \langle H \rangle = Ni(t)$$

$$\langle H \rangle = \frac{Ni(t)}{2\pi r_{medio}} \quad (3.1)$$

dove $r_{medio} = \frac{1}{2}(r_{max} + r_{min})$ è il raggio medio del toroide. Abbiamo così ricavato l'espressione del campo H (medio) in funzione della corrente $i(t)$ nell'avvolgimento.

Come precedentemente dimostrato possiamo invece ricavare la densità di flusso integrando la tensione $v(t)$ ai capi del toroide, quindi si ha

$$B(t) = -\frac{1}{NS} \int v(t) dt \quad (3.2)$$

Noto $v(t)$ ed $i(t)$ in formato numerico possiamo calcolare con il Matlab i campi $H(t)$ e $B(t)$ utilizzando rispettivamente le Eq. 3.1 e 3.2. Plottando poi $B(H)$ otteniamo i cicli d'isteresi (Fig.3.15).

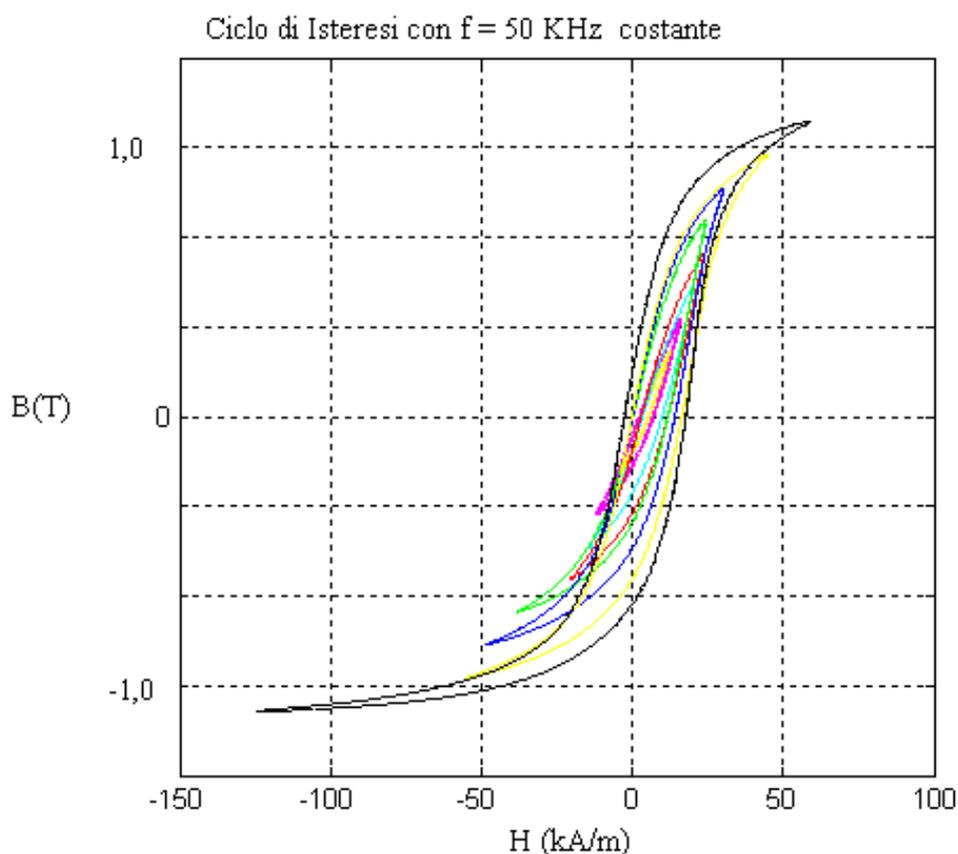


Figura 0.15) Cicli d'isteresi per tensione di alimentazione ad ampiezza variabile, frequenza costante, e $T=293$ K.

Analizzando i cicli si evince una forte componente di rumore (attribuibile agli strumenti di misura) che viene amplificata dal buffer di corrente creando una distorsione nelle curve di isteresi, le quali non risultano simmetriche rispetto all'origine del sistema di riferimento. Inoltre si può osservare che la saturazione negativa è più accentuata della saturazione positiva.

3.4.3 Misure a temperatura variabile

Per determinare i cicli di isteresi al variare della temperatura, si eseguono diverse misure con segnali d'alimentazione a frequenza costante e ampiezza variabile. Per ogni

intensità di corrente si osserva che, al trascorrere del tempo, aumenta la temperatura del provino. La misura della temperatura viene rilevata tramite la termocoppia applicata sulla superficie (Fig.3.16).

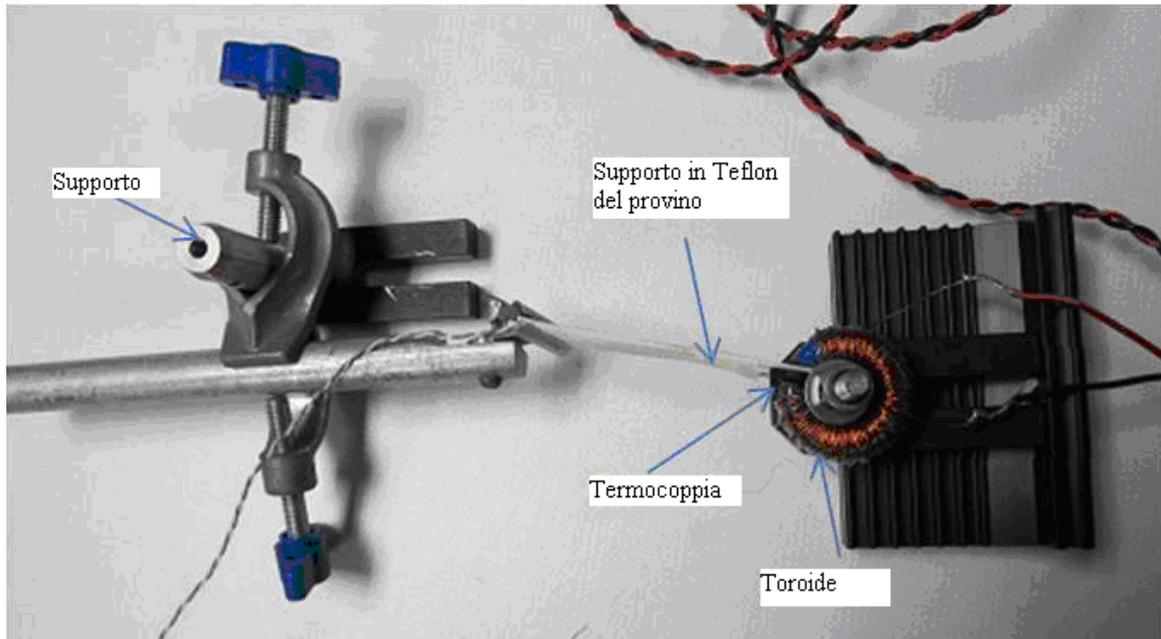


Figura 3.16) Applicazione della termocoppia per misure a diverse temperature.

La temperatura dopo un certo intervallo di tempo, diventa quasi costante. A questo punto si acquisiscono le forme d'onda di tensione e corrente in formato numerico, e con il procedimento indicato in precedenza si ricava il ciclo di isteresi relativo alla temperatura rilevata. Di seguito viene riportato il ciclo alla temperatura di 673K, che è la massima temperatura raggiungibile nel provino con il circuito realizzato e la corrente massima disponibile dagli alimentatori (200 A).

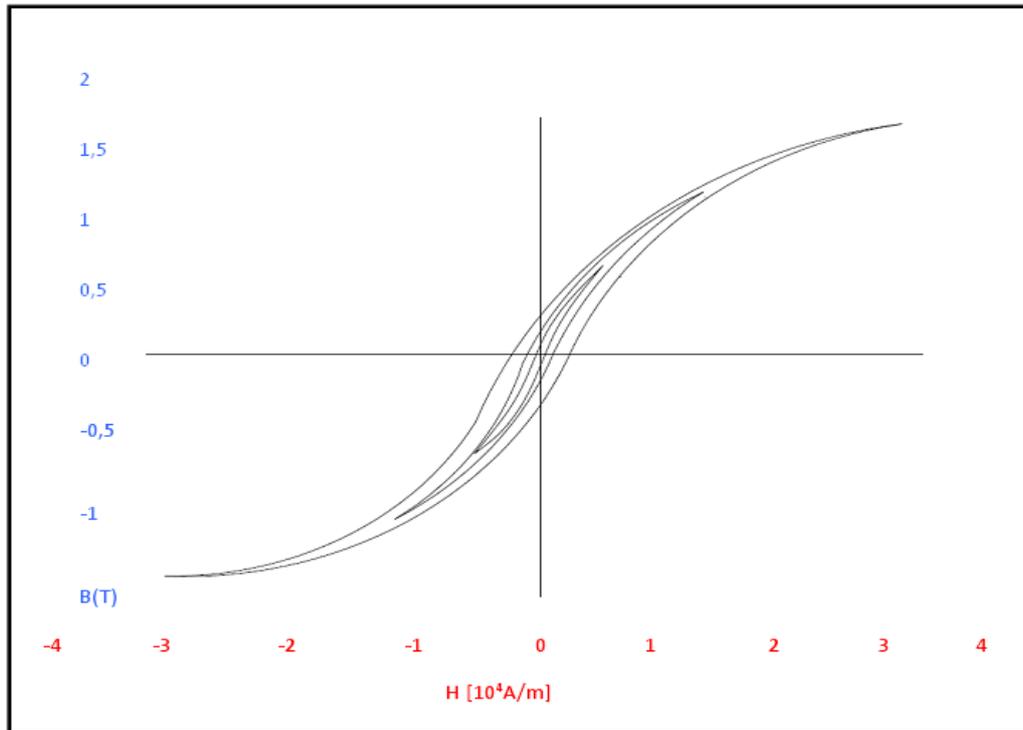


Figura 3.17) Cicli di isteresi del C40 a T=673K

Unendo i punti di massimo di ciascun ciclo di isteresi, nel quadrante positivo, si ottiene la curva di magnetizzazione B-H del materiale. Di seguito vengono riportati (Tab.3.2) i valori di H e B così determinati, elaborando i dati ottenuti dalla strumentazione di laboratorio, fino al valore di T=673K

	B(T)				
H(A/m)	298 °K	373 °K	473 °K	573 °K	673 °K
50	0,0047	0,005	0,005	0,005	0,005
500	0,087	0,087	0,084	0,083	0,083
1000	0,301	0,289	0,281	0,274	0,262
2000	0,674	0,672	0,667	0,661	0,658
4000	0,753	0,749	0,741	0,734	0,722
15000	0,995	0,990	0,983	0,975	0,958
50000	1,358	1,348	1,314	1,295	1,273
80000	1,507	1,495	1,475	1,447	1,419
100000	1,574	1,560	1,542	1,516	1,486

Tabella 3.2) Valori sperimentali di campo H ed induzione B del C40 a T=673K

Si ottengono , in tal modo le curve B-H in funzione della temperatura (Fig.3.18)

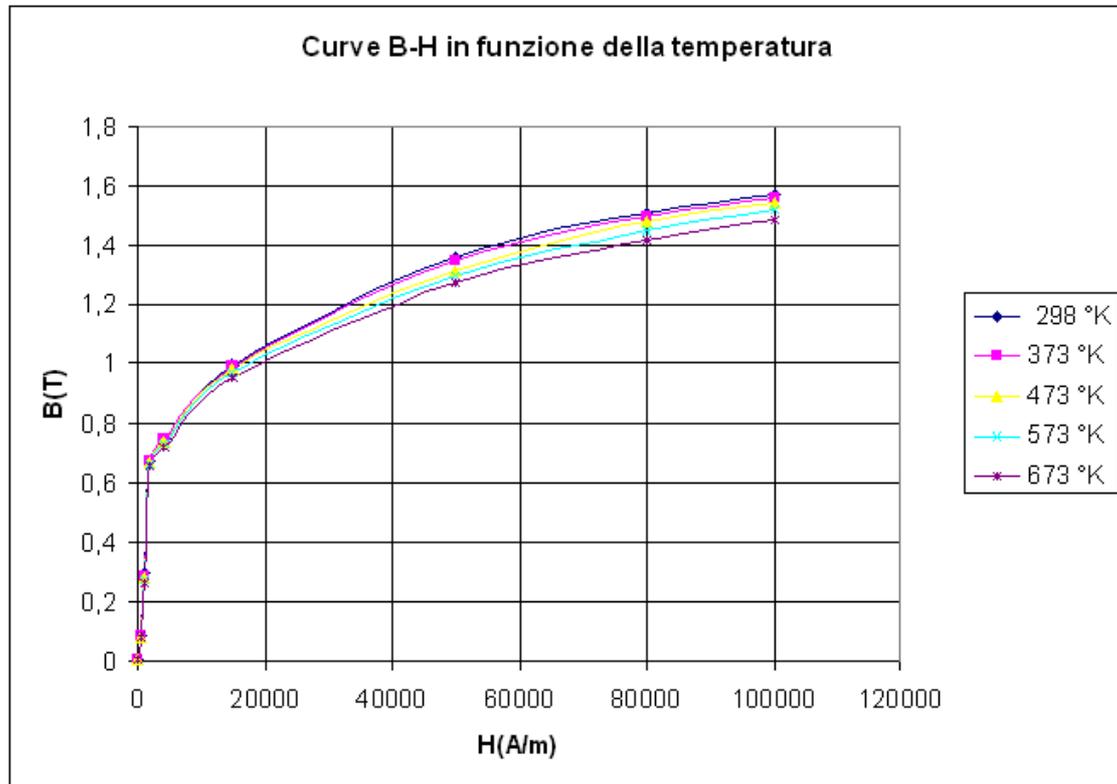


Figura 3.18) Curve B-H in funzione della temperatura(K)

Dai dati riportati nella (Tab.3.2) si ricavano anche i valori della permeabilità relativa, applicando la relazione :

$$\mu_r = \frac{B}{\mu_o H} \text{ e si costruisce la (Tab.3.3) riportata in seguito.}$$

H(A/m)	298 °K	373 °K	473° K	573 °K	673° K
50	74,80	74,80	74,80	73,21	71,62
500	138,46	138,46	133,69	132,10	132,10
1000	239,53	229,98	223,61	218,04	208,49
2000	268,18	267,38	265,39	263,00	261,81
4000	149,80	149,01	147,42	146,02	143,64
15000	52,79	52,52	52,15	51,73	50,82
50000	21,61	21,45	20,91	20,61	20,26
80000	14,99	14,87	14,67	14,39	14,12
100000	12,53	12,41	12,27	12,06	11,83

Tabella 3.3) Permeabilità relativa del C40 fino a T=673K

Interpolando questi valori della permeabilità relativa rispetto alla temperatura fino a 673K, per varie intensità di campo H, si ottengono le seguenti equazioni polinomiali:

$$\text{per } H= 50 \text{ A/m: } y = -4E-14x^6 + 1E-10x^5 - 2E-07x^4 + 0,0002x^3 - 0,068x^2 + 14,776x - 1216,4$$

$$\text{per } H= 500 \text{ A/m: } y = -9E-14x^6 + 3E-10x^5 - 5E-07x^4 + 0,0004x^3 - 0,1766x^2 + 38,832x - 3285,9$$

$$\text{per } H= 1000 \text{ A/m: } y = -1E-13x^6 + 4E-10x^5 - 6E-07x^4 + 0,0005x^3 - 0,2065x^2 + 44,206x - 3542,8$$

$$\text{per } H= 200 \text{ A/m: } y = -1E-13x^6 + 4E-10x^5 - 5E-07x^4 + 0,0004x^3 - 0,1765x^2 + 38,166x$$

$$\text{per } H= 4000 \text{ A/m: } y = -4E-14x^6 + 1E-10x^5 - 2E-07x^4 + 0,0001x^3 - 0,0594x^2 + 12,566x - 920,32$$

$$\text{per } H= 15000 \text{ A/m: } y = -2E-14x^6 + 6E-11x^5 - 8E-08x^4 + 6E-05x^3 - 0,0266x^2 + 5,7023x - 438,64$$

$$\text{per } H= 50000 \text{ A/m: } y = -3E-15x^6 + 1E-11x^5 - 2E-08x^4 + 1E-05x^3 - 0,0057x^2 + 1,2383x - 86,49$$

$$\text{per } H= 80000 \text{ A/m: } y = -1E-15x^6 + 4E-12x^5 - 6E-09x^4 + 5E-06x^3 - 0,0019x^2 + 0,3917x - 18,139$$

per $H = 100000 \text{ A/m}$: $y = -1E-15x^6 + 4E-12x^5 - 5E-09x^4 + 4E-06x^3 - 0,0015x^2 + 0,3208x - 14,284$.

Estrapolando da queste equazioni i dati per le temperature oltre i 673K misurati, si ottengono i valori di permeabilità dell'acciaio C40 fino a quasi la temperatura di Curie ($T=768^\circ\text{C}$), utilizzati nei modelli numerici (Tab3.4).

	permeabilità relativa acciaio C40							
H(A/m)	298 °K	373 °K	473° K	573 °K	673° K	773 °K	873 °K	973 °K
50	74,80	74,80	74,80	73,21	71,62	71,62	68,44	62,07
500	138,46	138,46	133,69	132,10	132,10	127,32	125,73	117,77
1000	239,53	229,98	223,61	218,04	208,49	195,76	181,44	163,93
2000	268,18	267,38	265,39	263,00	261,81	260,22	253,85	208,49
4000	149,80	149,01	147,42	146,02	143,64	143,44	141,85	110,41
15000	52,79	52,52	52,15	51,73	50,82	49,28	46,74	36,55
50000	21,61	21,45	20,91	20,61	20,26	19,81	18,54	13,26
80000	14,99	14,87	14,67	14,39	14,12	13,71	12,61	8,72
100000	12,53	12,41	12,27	12,06	11,83	11,39	10,39	7,18

Tabella 3.4) Permeabilità relativa del C40 estrapolati fino a $T=973\text{K}$

Infine si ottengono le curve 'permeabilità relativa - H' anche per valori di temperatura superiori a 673K (Fig.3.19).

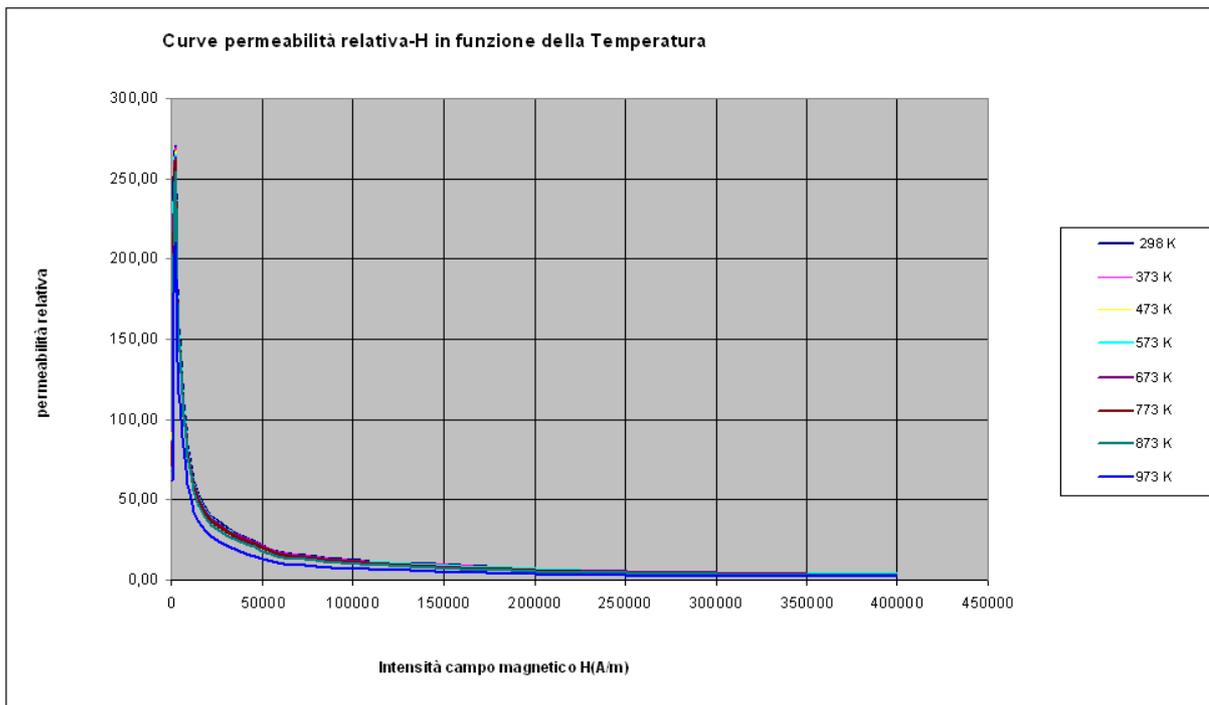


Figura 3.19 Curve 'permeabilità relativa - H' in funzione di T, per acciaio C40.

CAPITOLO 4

SIMULAZIONE DEL RISCALDAMENTO INDUTTIVO PER UN ELEMENTO DI ASTA DA PERFORAZIONE

4.1 INTRODUZIONE

In questo capitolo sono presentate le fasi che hanno portato alla messa a punto di un modello affidabile di simulazione numerica FEM per il riscaldamento induttivo, analizzando e giustificando le scelte effettuate dei parametri in gioco. Nello sviluppo del modello di simulazione è stato inizialmente considerato un approccio statico (non scanning), ossia senza alcun movimento di avanzamento dell'induttore.

In realtà la modellazione matematica del riscaldamento induttivo è comunque complessa, perché è necessario considerare tutti i diversi fenomeni fisici che intervengono ed interagiscono: induzione elettromagnetica, trasmissione del calore, meccanica strutturale e trasformazioni metallurgiche. Esistono diversi codici commerciali dedicati, che consentono la simulazione completa dei trattamenti termici induttivi accoppiando i diversi fenomeni fisici in gioco in modo “trasparente” per l'utente, ossia senza la necessità/possibilità che quest'ultimo intervenga e conosca la teoria fisica che governa i processi. Considerata questa limitazione e – soprattutto – l'elevato costo dei codici di calcolo dedicati ai trattamenti termici, si è scelto di utilizzare il *COMSOL Multiphysics*[®], ossia un codice agli elementi finiti *multipurpose* e multi-fisico. Tale tipologia di codice FEM è in grado di condurre una analisi accoppiata elettromagnetica-termica-meccanica offrendo all'utente una modellazione fisica “aperta”, che necessita di una profonda conoscenza teorica dei fenomeni coinvolti. D'altra parte non è possibile però analizzare le trasformazioni metallurgiche agenti e risultanti – come fanno i codici dedicati – i quali in sostanza applicano i diversi modelli disponibili in letteratura per prevedere le trasformazioni di fase e microstrutturali, ed includono dei *database* di materiali con le loro proprietà metallurgiche e meccaniche, ed

i loro diagrammi TTT, CCT. L'impossibilità di integrazione nella simulazione multi-fisica delle trasformazioni metallurgiche, rappresenta un limite rilevante giacché le proprietà meccaniche, termiche ed anche elettromagnetiche, sono fortemente influenzate dalla struttura metallurgica del materiale (Fig.4.1).

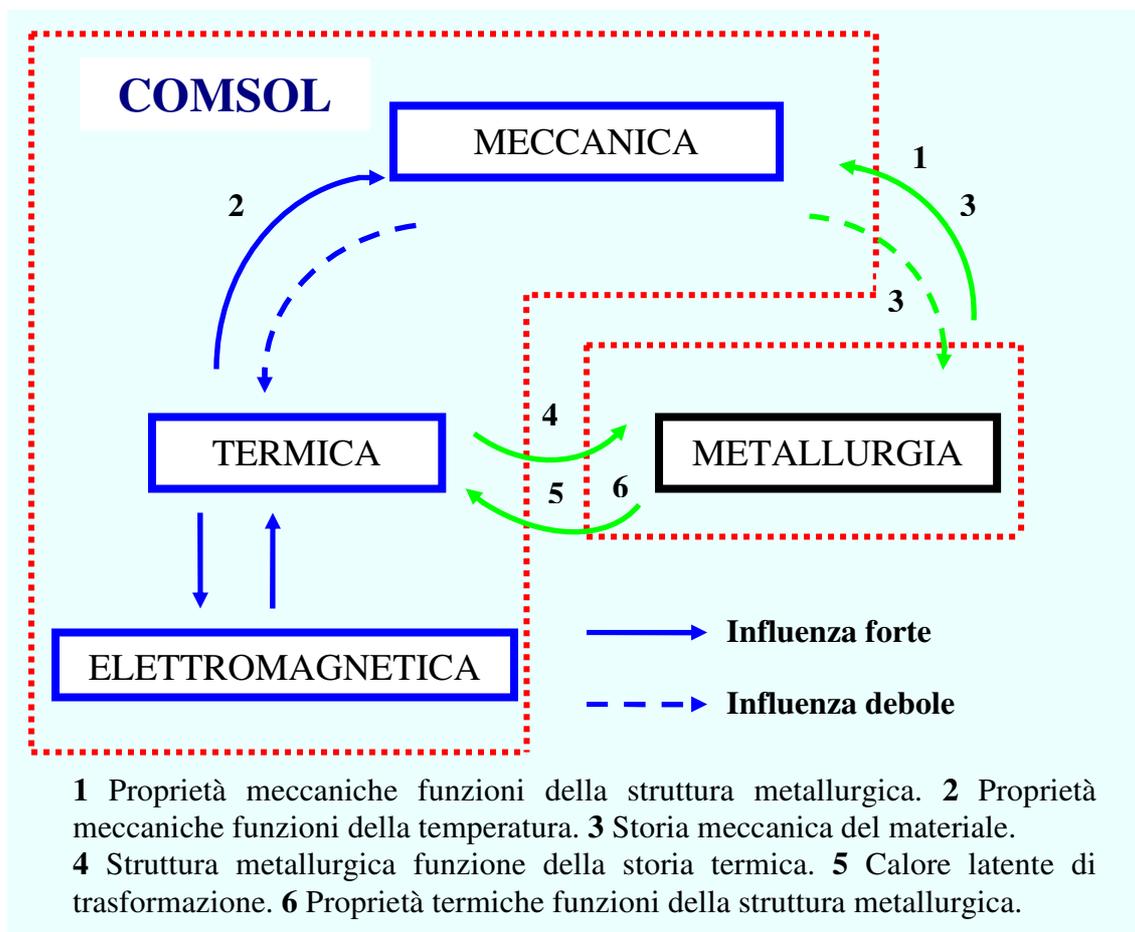


Figura 4.1) Simulazione *Multiphysics* ed esclusione delle trasformazioni metallurgiche

Non è stato quindi possibile svolgere una simulazione dell'intero processo di tempra induttiva ma ci si è limitati alla sola fase di riscaldamento per induzione, trascurando gli effetti della trasformazione di austenitizzazione, che pure comporta notevoli variazioni delle proprietà del materiale ma che in questo caso avviene in tempi rapidissimi (< 1 sec) e senza mantenimento. Il riscaldamento rappresenta del resto la fase caratteristica e determinante di questo trattamento termico – per gli aspetti tecnologico ed economico – dato che in funzione di essa si selezionano i parametri fondamentali (frequenza, potenza) e si progetta il sistema degli induttori di riscaldamento. La fase di

raffreddamento è invece abbastanza simile a quella degli altri trattamenti di tempra superficiale, ed i suoi parametri ottimali – e la relativa progettazione del sistema di raffreddamento – saranno eventualmente oggetto di successivi sviluppi.

Sono state quindi condotte numerose simulazioni numeriche del riscaldamento induttivo “*scanning*” di un elemento di asta di perforazione, effettuando delle analisi FEM con accoppiamento fisico elettromagnetico-termico.

È inoltre descritto come avviene l’implementazione nel codice di calcolo scelto,. Si coglie quindi l’occasione per approfondire ulteriormente tali equazioni.

Prima di esporre i risultati dei calcoli nel seguito si approfondisce ulteriormente la teoria fisica che governa il riscaldamento induttivo, formalizzando le equazioni che governano i fenomeni elettromagnetici e termici coinvolti. È inoltre descritto come avviene l’implementazione di queste equazioni nei moduli di modellazione elettromagnetica *AC/DC Module* e di modellazione termica *Heat Transfer Module* di *COMSOL Multiphysics*[®]. Si vedrà poi, ancora, come le equazioni differenziali vengono integrate tra loro dal codice di calcolo, in modo da ottenere un accoppiamento elettromagnetico-termico durante la simulazione numerica.

4.2 TEORIA ELETTROMAGNETICA

Il problema della analisi elettromagnetica, a livello macroscopico, consiste nel problema della soluzione delle *Equazioni di Maxwell*, poste precise condizioni al contorno.

4.2.1. Equazioni di Maxwell

Le equazioni di Maxwell sono un insieme di equazioni, scritte in forma differenziale o integrale, che stabiliscono le relazioni tra le grandezze elettromagnetiche fondamentali. Tali grandezze sono: l’intensità del campo elettrico **E**, lo spostamento elettrico o densità di flusso elettrico **D**, l’intensità del campo magnetico **H**, la densità del flusso magnetico **B**, la densità di corrente **J**, e la densità di carica elettrica ρ .

La forma differenziale conduce a delle equazioni differenziali che possono essere utilizzate nel metodo agli elementi finiti. Per campi variabili nel tempo le equazioni di Maxwell possono essere scritte come:

$$\text{rot}\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\text{div}\mathbf{D} = \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

$$\text{div}\mathbf{B} = \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

Le prime due equazioni sono anche definite rispettivamente legge di Ampere e legge di Faraday. La terza e quarta equazione sono due forme della legge di Gauss, rispettivamente forma elettrica e legge magnetica .

Un'altra equazione fondamentale è l'equazione di continuità che può essere scritta come:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} .$$

Su queste cinque equazioni solo tre sono indipendenti. Le prime due equazioni combinate con la legge di Gauss in forma elettrica, o l'equazione di continuità, formano un sistema indipendente.

4.2.2.Relazioni costitutive

Per ottenere un sistema chiuso, è necessario includere le relazioni costitutive che descrivono le proprietà macroscopiche del materiale. Esse sono:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

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

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$$

Ove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto, μ_0 è la permeabilità del vuoto, e σ è la conduttività elettrica. Nel Sistema Internazionale la permeabilità del vuoto è scelta pari a $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. La velocità di un onda elettromagnetica nel vuoto è data da c_0 e la

costante dielettrica del vuoto è derivata dalla relazione $\epsilon_0 = \frac{1}{c_0^2 \mu_0} = 8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m.

Il vettore polarizzazione elettrica \mathbf{P} descrive come il materiale è polarizzato quando è presente un campo elettrico \mathbf{E} . Esso può essere interpretato come la densità dei momenti dei dipoli elettrici. \mathbf{P} è generalmente una funzione di \mathbf{E} . Alcuni materiali possono avere \mathbf{P} non nullo persino quando il campo elettrico è nullo.

Il vettore magnetizzazione \mathbf{M} descrive similmente come il materiale è magnetizzato quando è presente un campo magnetico \mathbf{H} . Esso può essere interpretato come la densità dei momenti dei dipoli magnetici. \mathbf{M} è generalmente una funzione di \mathbf{H} . I magneti permanenti, per esempio, hanno \mathbf{M} non nullo quando non è presente nessun campo magnetico \mathbf{H} .

Per materiali lineari, la polarizzazione è direttamente proporzionale al campo elettrico $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E}$ dove χ_e è la suscettività elettrica. Similmente nei materiali lineari la magnetizzazione è direttamente proporzionale al campo magnetico, $\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$, dove χ_m è la suscettività magnetica. Per questi tipi di materiali le relazioni costitutive possono essere scritte:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0(1+\chi_e)\mathbf{E} = \epsilon_0\epsilon_r\mathbf{E} = \epsilon\mathbf{E}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0(1+\chi_m)\mathbf{H} = \mu_0\mu_r\mathbf{H} = \mu\mathbf{H}.$$

Il parametro ϵ_r è la costante dielettrica relativa, μ_r è la permeabilità relativa, caratteristiche del materiale. Usualmente queste sono proprietà scalare ma possono essere nel caso di generici materiali anisotropi tensori 3x3. Le proprietà ϵ e μ senza pedici sono la costante dielettrica e la permeabilità del materiale.

4.2.3. Relazioni costitutive generalizzate

La forma generalizzate delle relazioni costitutive sono adatte per modellare materiali a comportamento non lineare. La relazione usata per il campo elettrico è:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0\epsilon_r\mathbf{E} + \mathbf{D}_r$$

Il campo \mathbf{D}_r è lo spostamento residuo, il quale rappresenta lo spostamento quando nessun campo elettrico \mathbf{E} è presente.

Similmente una forma generalizzate della relazione costituiva per il campo magnetico è:

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu_r\mathbf{H} + \mathbf{B}_r$$

ove \mathbf{B}_r è il campo induzione magnetica residua, che rappresenta la densità di flusso magnetico quando nessun campo magnetico \mathbf{H} è presente.

Per alcuni materiali esiste una relazione non lineare tra \mathbf{B} ed \mathbf{H} del tipo:

$$\mathbf{B} = f(|\mathbf{H}|).$$

La relazione che definisce la densità di corrente è generalizzata introducendo una corrente generata all'esterno \mathbf{J}^e . La relazione costitutiva che se ne deduce è:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}^e.$$

4.2.4. Potenziali elettrico e magnetico

In alcuni casi può essere utile formulare i problemi in termini di *potenziale scalare elettrico* V e *potenziale vettore magnetico* \mathbf{A} . Essi sono dati dalle identità:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

L'equazione definita per il vettore potenziale magnetico è una diretta conseguenza della legge di Gauss in forma magnetica. Il potenziale elettrico deriva invece dalla legge di Faraday.

Nel caso magnetostatico dove non ci sono correnti, la legge di Ampere si riduce a : $\nabla \times \mathbf{H} = 0$. Quando accade ciò, è anche possibile definire semplicemente un potenziale scalare magnetico dalla relazione:

$$\mathbf{H} = -\nabla V_m.$$

4.2.5. Energia elettromagnetica

L'energia magnetica e l'energia elettrica sono definite come :

$$W_e = \int_V \left(\int_0^D \mathbf{E} \cdot d\mathbf{D} \right) dV = \int_V \left(\int_0^T \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} dt \right) dV$$

$$W_m = \int_V \left(\int_0^B \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} \right) dV = \int_V \left(\int_0^I \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dt \right) dV$$

Le derivate rispetto al tempo di queste espressioni sono la potenza elettrica e la potenza magnetica:

$$P_e = \int_V \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} dV$$

$$P_m = \int_V \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dV$$

Queste quantità sono legate alla energia resistiva e di radiazione, o perdita di energia, attraverso il teorema di Poynting:

$$-\int_V \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) dV = \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV + \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS$$

dove V è il dominio e S il contorno chiuso di V.

Il primo termine del secondo membro rappresenta le perdite resistive.

$$P_h = \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV$$

e rappresenta anche la dissipazione di calore nel materiale.

Il secondo termine del secondo membro rappresenta le perdite di radiazione

$$P_r = \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS$$

La quantità $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ è detta vettore Poynting.

Sotto la condizione che il materiale sia lineare e isotropo, risulta:

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \right)$$

$$\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2\mu} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right)$$

Scambiando l'ordine della differenziazione e della integrazione (giustificata dal fatto che il volume è costante e assumendo che i campi sono continui nel tempo), si ottiene:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{1}{2} \epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \frac{1}{2\mu} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right) dV = \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV + \oint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS$$

L'integrale a primo membro rappresenta la densità di energia elettromagnetica totale:

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2} \epsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \frac{1}{2\mu} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}$$

4.2.6. L'approssimazione quasi-statica

Una conseguenza delle equazioni di Maxwell è che le variazioni nel tempo di corrente e di carica sono non sincronizzate con le variazioni del campo elettromagnetico. Le

variazioni del campo sono sempre in ritardo rispetto alle variazioni delle sorgenti, a causa della velocità finita di propagazione delle onde elettromagnetiche. Assumendo che si può ignorare tale effetto è possibile ottenere il campo elettromagnetico considerando correnti stazionarie in ogni istante. Questa è detta approssimazione quasi-statica. L'approssimazione è valida atteso che le variazioni nel tempo sono piccole e che le geometrie studiate sono considerevolmente più piccole rispetto alla lunghezza d'onda.

L'approssimazione quasi statica implica che l'equazione di continuità può essere scritta come:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$$

e che la derivata rispetto al tempo dello spostamento elettrico $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ può essere ignorata nella legge di Ampere.

Ci sono anche effetti sul movimento delle geometrie. Considerando una geometria che si muove con velocità \mathbf{v} , la forza per unità di carica \mathbf{F}/q è data dalla forza di Lorentz:

$\mathbf{F}/q = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Questo significa che per un osservatore che si muove con la geometria, la forza su una particella carica può essere interpretata come causata da un campo elettrico $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. In un mezzo conduttivo, l'osservatore vede la densità di corrente

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{J}^e$$

Dove \mathbf{J}^e è una densità di corrente esterna.

La legge di Ampere per sistemi quasi-statici diventa:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{J}^e$$

Mentre la legge di Faraday rimane invariata.

4.2.7. Condizioni al contorno e sulle interfacce

Per avere una completa descrizione del problema elettromagnetico, è necessario specificare le condizioni al contorno, sulle interfacce dei materiali e sui contorni fisici.

Sull'interfaccia tra due mezzi, le condizioni al contorno possono essere matematicamente espresse come

$$\mathbf{n}_2 \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = \mathbf{0}$$

$$\mathbf{n}_2 \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \rho_s$$

$$\mathbf{n}_2 \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_s$$

$$\mathbf{n}_2 \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0$$

dove ρ_s e \mathbf{J}_s rappresentano rispettivamente, la densità di carica e la densità di corrente superficiale, e \mathbf{n}_2 è la normale uscente dal mezzo 2. Di queste quattro condizioni solo due sono indipendenti. Una tra la prima e la quarta equazione, insieme con una tra la seconda e la terza equazione, formano un sistema indipendente. Una conseguenza di quanto sopra è che la condizione all'interfaccia per la densità di corrente è:

$$\mathbf{n}_2 \cdot (\mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_2) = -\frac{\partial \rho_s}{\partial t}$$

4.2.8. Implementazione del campo elettromagnetico quasi-statico in Comsol

L'analisi quasi-statica è valida se si assume $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0$. Questo implica che le equazioni di

Maxwell diventano;

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{J}^e$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$$

dove \mathbf{J}^e è una densità di corrente esterna e \mathbf{v} è la velocità del conduttore.

L'approssimazione quasi-statica è valida se le correnti e il campo elettromagnetico variano lentamente. Questo significa che le dimensioni della struttura analizzata devono essere piccole rispetto alla lunghezza d'onda.

Usando la definizione dei potenziali

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

e la relazione costitutiva $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$, la legge di Ampere può essere scritta

$$\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) - \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \sigma \nabla V = \mathbf{J}^e \quad (1)$$

L'equazione di continuità, che si ottiene dalla divergenza dell'equazione di cui sopra, fornisce l'equazione

$$-\nabla \cdot \left(\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \sigma \nabla V - \mathbf{J}^e \right) = 0 \quad (2)$$

Queste due equazioni, (1) e (2), formano un sistema di equazioni le cui incognite sono i potenziali \mathbf{A} e V .

Trasformazioni di Gauge

I potenziali elettrico e magnetico, non sono univocamente definiti dai campi elettrico e magnetico attraverso:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \end{aligned}$$

Se si introducono i due nuovi potenziali:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{A}} &= \mathbf{A} + \nabla \Psi \\ \bar{V} &= V - \frac{\partial \Psi}{\partial t} \end{aligned}$$

essi creano gli stessi campi elettrico e magnetico:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V = -\frac{\partial (\bar{\mathbf{A}} - \nabla \Psi)}{\partial t} - \nabla \left(\bar{V} + \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right) = -\frac{\partial \bar{\mathbf{A}}}{\partial t} - \nabla \bar{V} \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times (\bar{\mathbf{A}} - \nabla \Psi) = \nabla \times \bar{\mathbf{A}} \end{aligned}$$

La variabile di trasformazione Ψ dei potenziali è detta *trasformazione di gauge*. Per ottenere una soluzione unica è necessario scegliere il gauge, cioè vincolare la Ψ . Un altro modo di porre questa ulteriore condizione è vincolare $\nabla \cdot \mathbf{A}$. Infatti un campo vettoriale è univocamente definito come costante se sono assegnati entrambi $\nabla \cdot \mathbf{A}$ e $\nabla \times \mathbf{A}$. Questo è detto teorema di Helmholtz. Un gauge particolare è il gauge di Coulomb dato dal vincolo $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$.

Per correnti induttive quasi-statiche, il codice Comsol fissa il gauge usando le seguenti equazioni:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$$

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{A}) = 0$$

rispettivamente per problemi armonici e per problemi transitori.

Caso quasi-statico armonico

Nel caso armonico l'equazione di Ampere include la corrente di spostamento:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + j\omega \mathbf{D} + \mathbf{J}^e$$

Utilizzando la definizione dei potenziali elettrico e magnetico, il sistema di equazioni (1) e (2) diventa

$$-\nabla \cdot ((j\omega\sigma - \omega^2 \epsilon_0) \mathbf{A} - \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + (\sigma + j\omega\epsilon_0) \nabla V - (\mathbf{J}^e + j\omega \mathbf{P})) = 0$$

$$(j\omega\sigma - \omega^2 \epsilon_0) \mathbf{A} + \nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) - \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + (\sigma + j\omega\epsilon_0) \nabla V = \mathbf{J}^e + j\omega \mathbf{P}$$

La relazione costitutiva $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ è stata usata al posto del campo elettrico.

Si ottiene un particolare gauge che riduce il sistema di equazioni scegliendo $\psi = -jV/\omega$ nella trasformazione di gauge. Questo fornisce:

$$\bar{\mathbf{A}} = \mathbf{A} - \frac{j}{\omega} \nabla V \quad \bar{V} = 0$$

Siccome $\tilde{\mathbf{V}}$ è nullo, resta solo

$$(j\omega\sigma - \omega^2 \epsilon_0) \bar{\mathbf{A}} + \nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \bar{\mathbf{A}} - \mathbf{M}) - \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \bar{\mathbf{A}}) = \mathbf{J}^e + j\omega \mathbf{P}$$

Utilizzare $\tilde{\mathbf{A}}$ è spesso la migliore opzione quando è possibile specificare tutte le sorgenti come correnti esterne \mathbf{J}^e o come correnti di superficie sui contorni.

Per problemi quasi-statici, in sostanza Comsol rende disponibili due formulazioni.

La prima usa un sistema di equazioni per i potenziali elettrico e magnetico:

$$\begin{aligned} &-\nabla \cdot d((j\omega\sigma - \omega^2 \epsilon_0) \mathbf{A} - \sigma \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A})) + \\ &\quad \nabla \cdot d((\sigma + j\omega\epsilon_0) \nabla V + (\mathbf{J}^e + j\omega \mathbf{P})) = 0 \\ &d(j\omega\sigma - \omega^2 \epsilon_0) \mathbf{A} + \nabla \times d(\mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) - \\ &\quad \sigma d \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) - d(\sigma + j\omega\epsilon_0) \nabla V = d(\mathbf{J}^e + j\omega \mathbf{P}) \end{aligned}$$

Si usa questa formulazione quando è assegnato un potenziale V esterno come condizione iniziale. In questo caso il gauge di Coulomb $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ costituisce un'equazione aggiuntiva al sistema.

La seconda formulazione quasi-statica, utilizza una sola equazione, per il potenziale magnetico:

$$d(j\omega\sigma - \omega^2\epsilon_0)\mathbf{A} + \nabla \times d(\mu_0^{-1}\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) = d(\mathbf{J}^e + j\omega\mathbf{P})$$

Si usa questa formulazione quando è possibile specificare tutte le sorgenti come correnti esterne o di superficie. Lo spessore d è presente solo nel caso piano 2D. Questa formulazione ha un gauge fissato e non necessita di vincoli aggiuntivi come il gauge di Coulomb.

Vi è anche una versione transitoria di questa formulazione, che non include il termine $\omega^2\epsilon_0$ per evitare una derivata seconda rispetto al tempo:

$$d\sigma\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \times d(\mu_0^{-1}\nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) = d\mathbf{J}^e$$

Le relazioni costitutive utilizzate dal Comsol nelle equazioni suddette sono:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P}$$

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

Il modulo *AC/DC Module* utilizza anche le equazioni corrispondenti alle relazioni costitutive $\mathbf{B} = \mu_0\mu_r\mathbf{H}$ e $\mathbf{B} = \mu_0\mu_r\mathbf{H} + \mathbf{B}_r$. Inoltre, quando si risolvono le equazioni per il potenziale magnetico \mathbf{A} , è possibile utilizzare anche una relazione non lineare tra \mathbf{H} e \mathbf{B} , considerando una delle seguenti relazioni costitutive:

$$\mathbf{H} = f(|\mathbf{B}|)\mathbf{e}_B \quad (\mathbf{H} \text{ parallelo a } \mathbf{B})$$

$$\mathbf{H} = f(|\mathbf{B}|).$$

4.3 TEORIA DI TRASMISSIONE DEL CALORE E RELATIVA IMPLEMENTAZIONE

La trasmissione del calore è definita come il movimento di energia dovuto ad una differenza di temperatura. Esso si esplica secondo i tre seguenti meccanismi:

- **Conduzione.** La conduzione avviene secondo differenti meccanismi in differenti mezzi. Nei gas, attraverso la collisione delle molecole; nei fluidi attraverso l'oscillazione di ogni molecola in una gabbia formata dalle molecole circostanti; nei metalli attraverso le vibrazioni degli elettroni. Generalmente per la conduzione il flusso di calore è proporzionale al gradiente di temperatura.
- **Convezione.** La convezione avviene attraverso lo spostamento di un fluido che trasporta il calore contenuto nelle sue molecole, con la velocità propria del fluido. La convezione termica è anche considerata quando si ha la dissipazione del calore dalla superficie di un solido lambito da un fluido. Il flusso di calore dipende dal coefficiente di trasferimento del calore e dalla differenza di temperatura.
- **Irraggiamento.** L'irraggiamento avviene attraverso il trasporto di fotoni che una superficie solida può assorbire o riflettere. Il modulo *Heat Transfer Module* di *Comsol* include l'irraggiamento superficie-verso-superficie, che considera superfici radianti, e include l'irraggiamento superficie-verso-ambiente, nel quale l'ambiente circostante è considerato come un corpo nero a temperatura nota.

4.3.1. Equazione generale della trasmissione del calore

La legge fondamentale della trasmissione del calore è la prima legge della termodinamica, ovvero il Principio di conservazione dell'energia. Tuttavia l'energia interna U è piuttosto difficile da misurare e da utilizzare nelle simulazioni. Quindi la legge fondamentale è di solito scritta in termini di temperatura T . Per un fluido l'equazione del calore è

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T \right) = -(\nabla \cdot \mathbf{q}) + \tau : \mathbf{S} - \frac{T \partial \rho}{\rho \partial T} \bigg|_p \left(\frac{\partial p}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) p \right) + Q$$

dove:

- ρ è la densità (kg/m^3)
- C_p è il calore specifico a pressione costante ($\text{J}/(\text{kg K})$)
- T è la temperatura assoluta (K)
- \mathbf{u} è il vettore velocità (m/s)
- \mathbf{q} è il flusso di calore per conduzione (W/m^2)
- p è la pressione (Pa)
- $\boldsymbol{\tau}$ è il tensore viscosità (Pa)
- \mathbf{S} è il tensore rapporto di deformazione

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)$$

- Q è il calore generato nel volume (W/m^3).

Questa equazione assume che la massa è sempre conservativa, il che significa che la densità e la velocità sono legate attraverso la relazione:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\mathbf{v}) = 0$$

Per la conduzione è valida la legge di Fourier, la quale stabilisce che il flusso conduttivo è proporzionale al gradiente di temperatura

$$q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

dove k è la conduttività termica ($\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$). In un solido la conduttività può essere diversa nelle differenti direzioni, e allora k diventa un tensore.

Inserendo la legge di Fourier nell'equazione fondamentale della trasmissione del calore, riordinando i termini ed ignorando il calore viscoso e il lavoro di pressione, si ha l'equazione

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k \nabla T) = Q - \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T$$

Il *Comsol* risolve questa equazione rispetto alla temperatura. Se la velocità \mathbf{u} è uguale a zero, si ottiene l'equazione della sola conduzione in un solido:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (-k \nabla T) = Q$$

4.3.2. Condizioni al contorno

L'equazione del calore, accetta due tipi fondamentali di condizioni al contorno:

- Temperatura assegnata sul contorno: $T = T_0$ (condizione di Dirichelet)
- Flusso di calore specificato sul contorno: $-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = q_0$, (condizione di Neumann), dove \mathbf{n} è il vettore normale al contorno, q_0 è il flusso di calore entrante normale al contorno, \mathbf{q} è il vettore flusso di calore totale (W/m^2) ed è espresso dalla:

$$\mathbf{q} = -k \nabla T + \rho C_p \mathbf{u} T$$

Un caso speciale si ha quando $q_0 = 0$, detta condizione di *isolamento termico*.

Un altro caso speciale si ha quando $q_0 = -\rho \cdot C_p \cdot \mathbf{u} \cdot T$, o equivalentemente $-\mathbf{n} \cdot (-k \cdot \nabla T) = 0$, che è detto *flusso convettivo*.

E' spesso conveniente scrivere la condizione al contorno del flusso di calore come :

$$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = q_0 + q_r + q_s + h(T_{\text{inf}} - T)$$

dove q_r rappresenta il flusso netto per irraggiamento entrante, e q_s è il contributo dovuto ad una sottile lamina ad alta conducibilità in contatto con il contorno. L'ultimo termine infine è il prodotto del coefficiente di trasmissione h e la differenza tra la temperatura di superficie e la temperatura del mezzo circostante; esso rappresenta il raffreddamento convettivo di una superficie esposta ad un flusso di un fluido con temperatura T_{inf} .

4.3.3. Trasmissione per irraggiamento

L'irraggiamento termico consiste nelle radiazioni di onde elettromagnetiche emesse da un corpo ad una certa temperatura. Assumendo il corpo come opaco, cioè nessuna radiazione si trasmette attraverso il corpo, l'equazione generale per il flusso di calore netto entrante è data da:

$$q = G - J = (1 - \rho)G - \epsilon \sigma T^4$$

dove ϵ è l'emissività superficiale, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ è la costante di Stefan-Boltzman, ρ è il coefficiente di riflessione e G è il flusso totale della radiazione

entrante; J è il flusso totale della radiazione uscente, somma della radiazione riflessa e della radiazione emessa :

$$J = \rho G + \varepsilon \sigma T^4$$

Molti corpi opachi si comportano come corpi grigi ideali, cioè il coefficiente di assorbimento α e l'emissività ε sono uguali e quindi il coefficiente di riflessione è dato dalla seguente equazione:

$$\alpha = \varepsilon = 1 - \rho.$$

Quindi per corpi grigi ideali q è data da:

$$q = \varepsilon(G - \sigma T^4)$$

Questa è l'equazione che *Comsol* utilizza quando si assegna una condizione al contorno di irraggiamento.

Il *Comsol* distingue in realtà tra due diversi tipi di trasmissione per irraggiamento:

- Superficie-verso-ambiente, in cui l'ambiente si trova ad una temperatura costante T_{amb} , e si comporta come un corpo nero ($\varepsilon = \alpha = 1$). Dunque si ha $G = \sigma T_{amb}^4$, e l'equazione del flusso di calore netto entrante per irraggiamento diventa :

$$q = \varepsilon \sigma (T_{amb}^4 - T^4)$$

- Superficie-verso-superficie, in cui sono incluse le radiazioni dall'ambiente circostante e dalle altre superfici. Una equazione generalizzata per il calore entrante G è data da:

$$G = G_m + F_{amb} \sigma T_{amb}^4$$

dove G_m è il calore entrante proveniente dalle altre superfici mutuamente scambiato, F_{amb} è il fattore di esposizione all'ambiente. In realtà *Comsol* risolve sempre e solo l'equazione del flusso di calore uscente J (radiosity) :

$$J = (1 - \varepsilon) \{ G_m + F_{amb} \sigma T_{amb}^4 \} + \varepsilon \sigma T^4$$

da cui poi si ricava il flusso di calore q trasmesso per irraggiamento.

4.4 ACCOPPIAMENTO DEL CAMPO ELETTROMAGNETICO E DEL CAMPO DI TEMPERATURA

La modellazione numerica del riscaldamento induttivo richiede la soluzione di un problema di accoppiamento tra un campo elettromagnetico di tipo armonico (generato da una corrente alternata) ed un campo di temperatura di tipo transitorio. La modellazione matematica e l'accoppiamento dei campi sono state eseguite con il codice di calcolo FEM *COMSOL Multiphysics*[®].

Il problema elettromagnetico armonico è quindi quasi-statico, ed il modello matematico del campo – considerando il vettore potenziale magnetico \mathbf{A} – è basato sull'equazione:

$$j\omega\sigma \cdot \mathbf{A} + \text{rot}\left(\frac{1}{\mu} \text{rot}\mathbf{A}\right) = \mathbf{J}$$

dove ω è la pulsazione, σ è la conduttività elettrica, μ è la permeabilità magnetica e \mathbf{J} è il vettore densità di corrente.

Il campo delle temperature è invece transitorio, ed il suo modello matematico è dato dall'equazione:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(-k \cdot \text{grad}T) = Q$$

dove k è la conducibilità termica, T è la temperatura, ρ è la densità, c_p è il calore specifico e Q è la densità di potenza termica. L'equazione è integrata ponendo le condizioni al contorno di conduzione e di convezione.

Il problema del sistema di riscaldamento ad induzione richiede quindi l'analisi delle equazioni elettromagnetiche e termiche accoppiate, ovvero una analisi elettromagnetica ed una analisi termica accoppiate. Per semplicità si considera un accoppiamento indiretto del problema elettromagnetico quasi-statico con quello termico transitorio. Infatti il problema differenziale elettromagnetico è risolto in un dominio costituito dal sistema induttore-manufatto e da una ampia zona (aria) ad esso circostante. Il problema differenziale termico è risolto invece solo sul dominio costituito dal manufatto in riscaldamento.

In particolare, definiti i tre domini di integrazione: Ω_1 (parte in riscaldamento), Ω_2 (induttore), Ω_3 (aria), il problema differenziale elettromagnetico è definito dalle seguenti equazioni di campo di Maxwell:

$$\Delta^2 \mathbf{A} - j \cdot \omega \cdot \mu \cdot \sigma \cdot \mathbf{A} = 0 \quad \text{per il dominio } \Omega_1$$

$$\Delta^2 \mathbf{A} = -\mu \cdot \mathbf{J}_s \quad \text{per il dominio } \Omega_2$$

$$\Delta^2 \mathbf{A} = 0 \quad \text{per il dominio } \Omega_3$$

ove il vettore potenziale del campo magnetico \mathbf{A} è l'incognita. \mathbf{J}_s è il vettore densità di corrente esterna, σ è la conduttività elettrica, ω è la pulsazione angolare della corrente.

Le condizioni al contorno sono descritte dalle condizioni di Neumann per il contorno di Ω_1 e Ω_2 :

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}} = 0$$

e dalle condizioni di Dirichlet sugli assi di simmetria e lontano dall'induttore di riscaldamento, cioè sul contorno di Ω_3 :

$$\mathbf{A} = 0 .$$

Il problema differenziale termico, fase di riscaldamento, è descritto dalle equazioni di Fourier – Kirchhoff, integrate solo sul dominio Ω_1 . tali equazioni hanno però una formulazione diversa asseconda che si consideri un elemento interno al dominio Ω_1 , oppure un elemento sul contorno di Ω_1 :

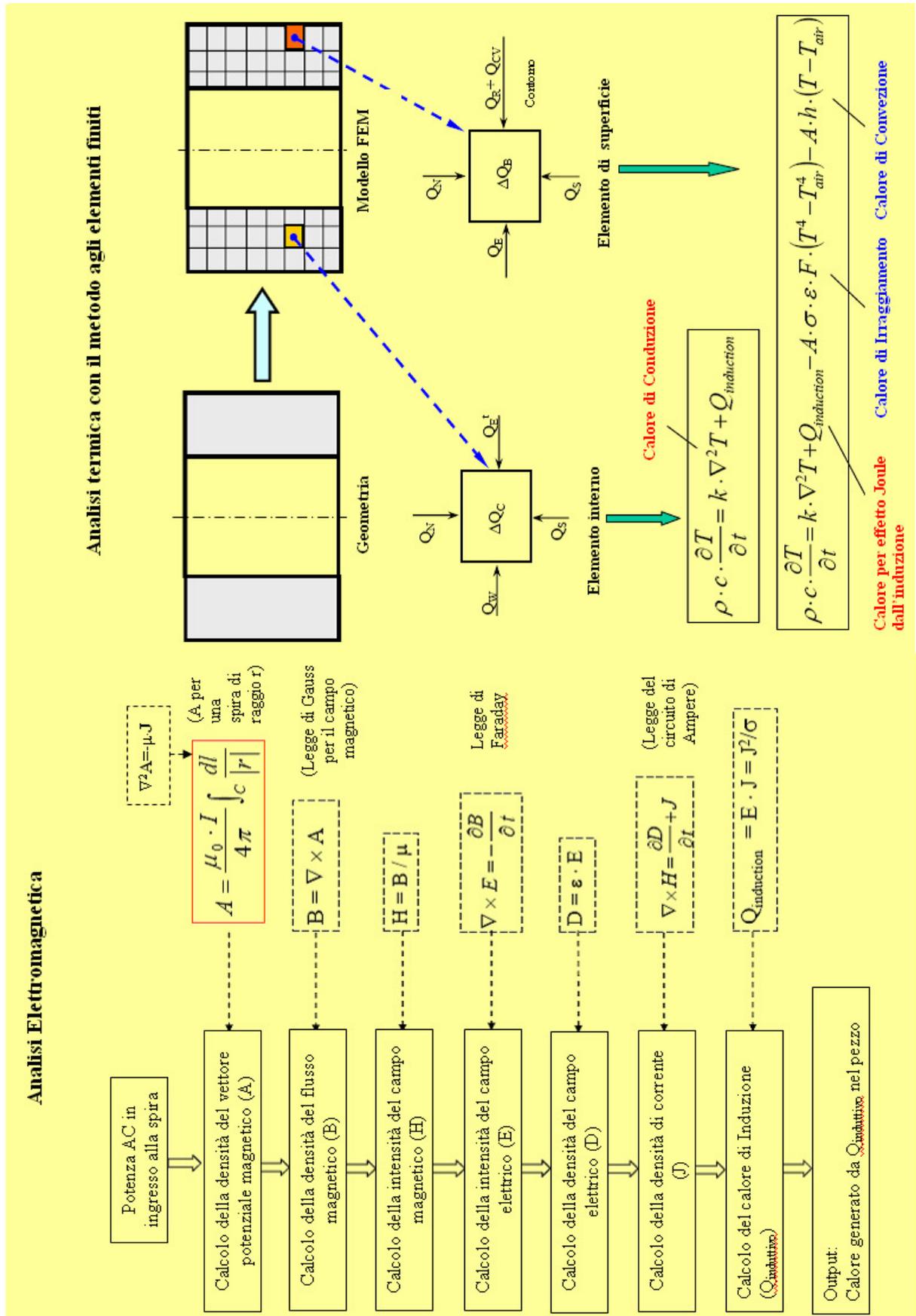
$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = k \cdot \nabla^2 T + Q_{ind} \quad (\text{all'interno})$$

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = k \cdot \nabla^2 T + Q_{ind} - S \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot (T^4 - T_{aria}^4) - S \cdot h \cdot (T - T_{aria}) \quad (\text{in superficie})$$

in cui: ρ è la densità specifica, c_p è il calore specifico a pressione costante, T è la temperatura, T_{aria} è la temperatura dell'aria, S è l'area dell'elemento, σ è la costante di Stefan – Boltzman, h è il coefficiente di convezione, ε è l'emissività superficiale, k è la conduttività termica, e Q_{ind} è la densità di potenza termica induttiva, data da:

$$Q_{ind} = \omega^2 \sigma \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^* \quad (\text{W/m}^3).$$

Nella pagina seguente è riportato uno schema riepilogativo dell'accoppiamento elettromagnetico - termico effettuato dal codice di calcolo agli elementi finiti.



Da quanto su esposto, e nota l'implementazione in *Comsol* delle equazioni differenziali alle derivate parziali (PDE) dei campi elettromagnetico e termico, risulta utile schematizzare la procedura di simulazione – cioè la soluzione delle PDE – secondo un concetto modulare, così come mostrato dal diagramma di flusso seguente.

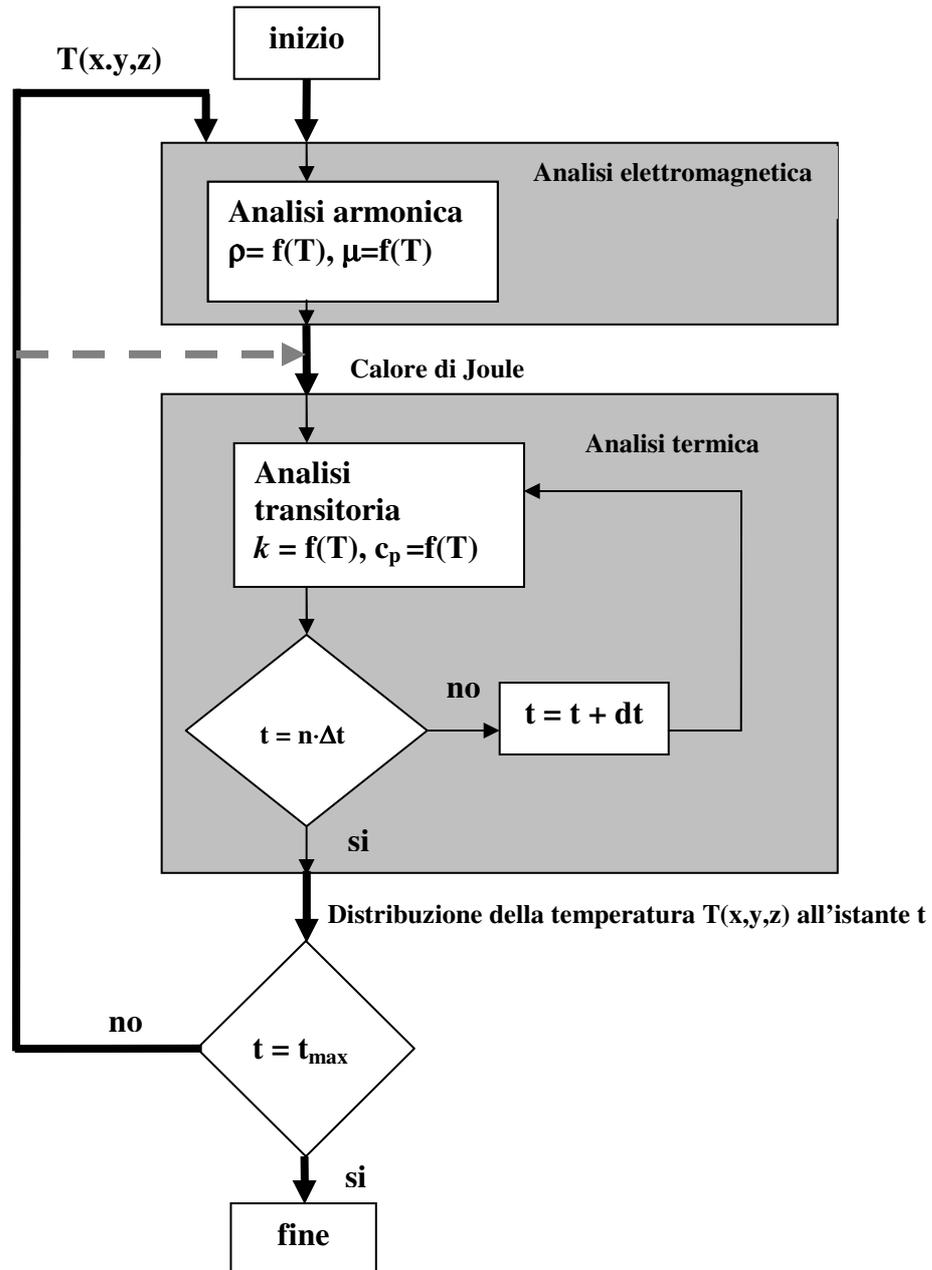


Figura 4.2) Diagramma di flusso dell'analisi elettromagnetica – termica accoppiate; ramo tratteggiato nel caso di accoppiamento incompleto.

Si parte dall'analisi elettromagnetica di tipo armonico, con la temperatura che dipende dalla resistività ρ e la permeabilità μ . Il risultato, cioè il calore induttivo di Joule (più l'eventuale calore prodotto dalle perdite per isteresi magnetica), è usato come dato in ingresso per la successiva analisi termica transitoria, in cui la conducibilità termica k ed il calore specifico c_p sono ancora dipendenti dalla temperatura. Ciascun calcolo termico è eseguito per un dato intervallo di tempo totale Δt , ma l'ampiezza dei sottointervalli (*time substep*) dt d'integrazione, sono scelti dal solutore non lineare di *Comsol* secondo una metodologia definita dall'utente.

Il risultato del calcolo è la distribuzione tridimensionale della temperatura $T(x,y,z)$ nel dominio della parte in riscaldamento. Se l'istante finale di tempo t_{\max} assegnato non è raggiunto, comincia un altro calcolo elettromagnetico, considerando nuovi valori delle variabili elettriche ρ e μ , in dipendenza della temperatura raggiunta. Dopo di che, si ha un nuovo calcolo termico, utilizzando il calore di Joule generato dall'induzione e prendendo come valore iniziale la distribuzione della temperatura ottenuta dall'ultimo intervallo di tempo analizzato.

4.4.1. Modellazione numerica in COMSOL Multiphysics®

Prima di passare ai risultati della simulazione numerica del riscaldamento induttivo sulla superficie di un elemento di asta telescopica per la perforazione geotecnica, si espone brevemente la procedura di modellazione richiesta dal codice di calcolo *COMSOL Multiphysics*®, procedura del resto abbastanza simile a quella tipica di ogni altro codice agli elementi finiti e che principalmente si suddivide nelle seguenti tre fasi di lavoro sequenziali:

- Pre-process (definizione del modello fisico-matematico);
- Calcolo numerico (soluzione);
- Post-process (analisi dei risultati).

Una volta compresa la teoria fisica sottostante l'analisi, il calcolo numerico rappresenta la fase che richiede maggiori risorse – sia dal punto di vista computazionale sia in termini temporali – vista la complessità del problema. Il maggior dispendio di energie

da parte dell'utente è invece ascrivibile alla prima delle suddette tre fasi, a sua volta smembrabile nelle seguenti sotto fasi:

Creazione o acquisizione della geometria: il pre-processor del codice di calcolo può sia importare una geometria proveniente da altri ambienti (in genere CAD), sia generare al suo interno la geometria di cui si necessita.

Discretizzazione agli elementi finiti: le geometrie, ossia i sottodomini di integrazione per le equazioni differenziali, sono discretizzate, cioè suddivise in nodi collegati tra loro da elementi il cui comportamento è noto attraverso definite funzioni di forma. Si ottiene la cosiddetta mesh o griglia di calcolo.

Definizione dei materiali: devono essere definiti i materiali per ciascun sottodominio del dominio di calcolo, ovvero le schematizzazioni o i modelli matematici dei materiali e le relative proprietà fisiche coinvolte nell'analisi.

Definizione delle proprietà degli elementi: come su detto, devono essere specificate le formulazioni (schematizzazioni analitiche) da adottare per gli elementi – ossia le funzioni di forma, l'ordine ed i punti di integrazione – tra quelle disponibili offerte dal solutore;

Condizioni al contorno: si specificano i vincoli, i contatti, le condizioni alle interfacce dei diversi sottodomini, e più in generale le condizioni imposte alla variabile dipendente incognita – soluzione dell'equazione differenziale – in modo da ottenere la soluzione particolare desiderata sul contorno di un certo sottodominio. In tale categoria rientrano anche le condizioni iniziali sull'incognita.

Settaggi fisici: rientrano in questa categoria tutte le altre impostazioni necessarie a definire completamente la “fisica” del problema, ossia tutte le grandezze (scalari o vettoriali) e le costanti fisiche coinvolte nell'analisi. Nel caso di problemi accoppiati, queste impostazioni vanno naturalmente effettuate per ciascuna tipologia di analisi in gioco. Per la verità *Comsol* considera tra i settaggi fisici anche la definizione dei materiali per ciascun sottodominio, le condizioni al contorno e la scelta della formulazione degli elementi, essendo un ambiente non dedicato ma con una modellazione aperta a qualsiasi ambito fisico. Esso offre inoltre la possibilità di definire funzioni per ogni grandezza vettoriale o scalare in ingresso al problema, oppure la definizione di nuove grandezze e quantità che si ottengono dall'integrazione – su un

prescelto dominio – dell’incognita principale ottenuta dalla soluzione delle equazioni differenziali e non previste di default tra le grandezze in uscita dal calcolo. Addirittura in questa fase *Comsol* consente di modificare le stesse equazioni differenziali che governano i fenomeni fisici e che saranno successivamente risolte.

Accoppiamenti fisici, scelta del solutore e grandezze in uscita dal calcolo: una analisi multi-fisica può raggiungere una complessità esorbitante i limiti posti dalle risorse computazionali a disposizione. Un codice di calcolo *Multiphysics* consente perciò di impostare degli accoppiamenti non completi – ossia non biunivoci – tra le diverse analisi fisiche in atto. È possibile cioè trascurare le influenze (tipicamente quelle deboli, per non compromettere la validità dell’analisi) che una fenomenologia fisica ha sulle altre. Ad esempio, si può risolvere le equazioni del campo elettromagnetico armonico ed in sequenza risolvere le equazioni del campo di temperatura transitorio, trascurando gli effetti che la distribuzione di temperatura ha sulle proprietà elettromagnetiche (Fig.2). Ogni tipologia di problema, quindi di equazione differenziale che lo governa, deve essere affrontato con un solutore numerico adeguato tra i diversi offerti dal codice. Per ridurre l’impegno computazionale è necessario infine definire correttamente le grandezze che si desidera ottenere in uscita dal calcolo.

Per quanto attiene invece la fase di analisi dei risultati, ossia di *post-process*, questa è effettuabile utilizzando gli innumerevoli strumenti che in genere un ambiente di simulazione FEM mette a disposizione dell’utente. Si va dai dati puramente numerici sottoforma di tabulati, alle mappe di livello sui sottodomini e sui contorni, e alle linee di flusso dei campi delle grandezze scalari o vettoriali in output. Strumento importantissimo sono anche i grafici che mostrano l’andamento nello spazio o nel tempo di una certa selezionata grandezza. Nel caso di *Comsol* si possono analizzare le grandezze fornite di default in uscita dal solutore, oppure quelle definite dall’utente ed integrate su un selezionato dominio dal codice, così come già anticipato nella descrizione dei settaggi fisici disponibili.

Per validare i risultati di un calcolo FEM è opportuno eseguire un’analisi di convergenza, ossia verificare che al ridursi delle dimensioni degli elementi della griglia si ha una tendenza convergente delle grandezze calcolate.

4.5 MODELLAZIONE DEL RISCALDAMENTO INDUTTIVO IN SINGLE-SHOT SU UN ELEMENTO DI ASTA

Nel seguito si esporranno le varie fasi per la modellazione e la simulazione numerica del riscaldamento induttivo della superficie di un elemento di asta, nell'ordine con cui sono richieste dal codice di calcolo *COMSOL Multiphysics*[®], e si mostreranno infine i risultati ottenuti, nelle diverse schematizzazioni considerate.

4.5.1. Geometria

La geometria di un elemento di asta è relativamente semplice, come si evince dal suo modello CAD (Fig.4.4 e 4.5).

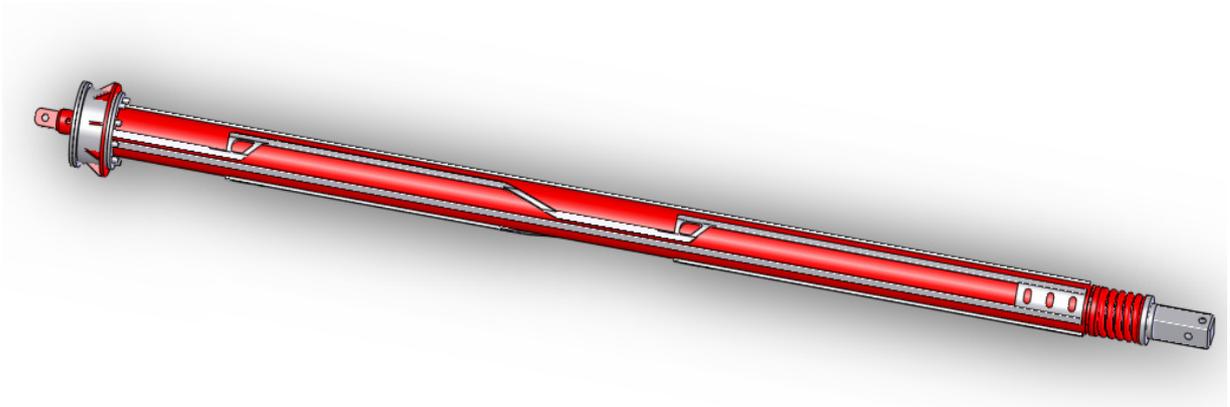


Figura 4.4) Modello CAD di un'asta telescopica di perforazione completa e chiusa.

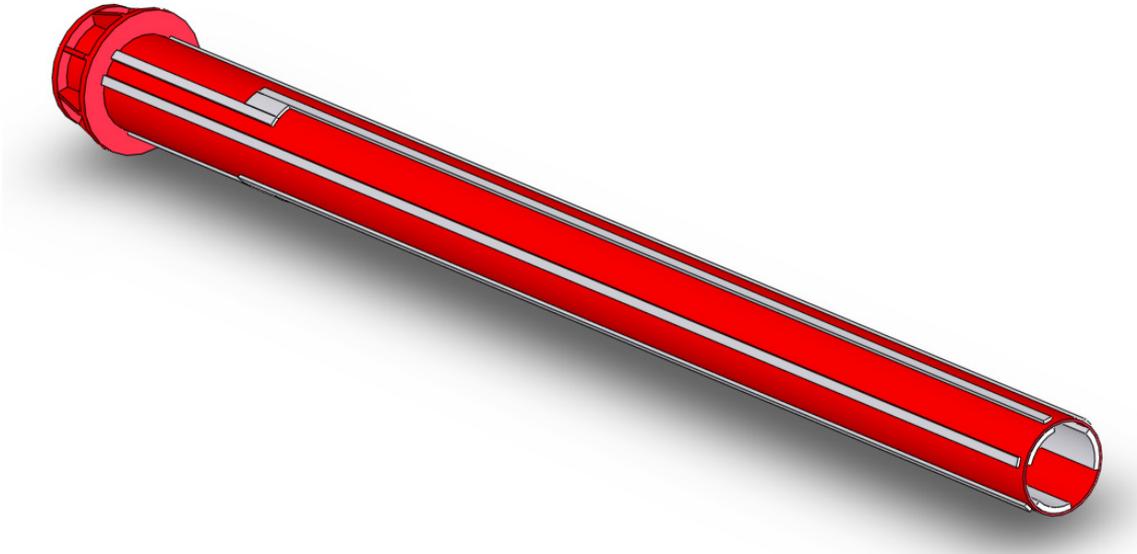


Figura 4.5) Modello CAD di un singolo elemento di asta telescopica.

Piuttosto che importare la geometria da un ambiente CAD esterno, si è preferito modellarla direttamente in Comsol in modo da mantenere sempre una completa associatività tra modello FEM ed elementi geometrici.

Come si vedrà meglio più avanti, per la simulazione del riscaldamento sono state considerate fondamentalmente due configurazioni del sistema e dunque del dominio di calcolo, una con l'induttore a spire circolari (Fig.4.6), l'altra con induttore a spire sagomate secondo il profilo della sezione trasversale dell'elemento d'asta (Fig.4.7).

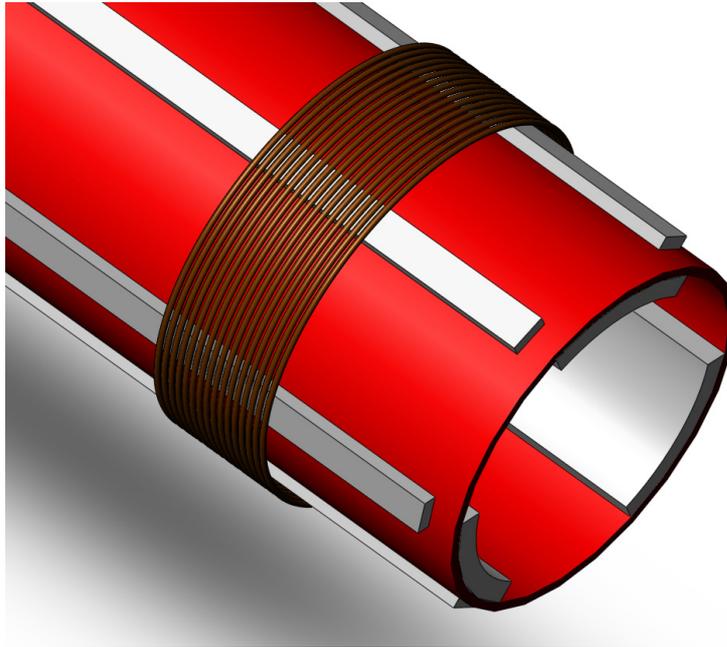


Figura 4.6) Configurazione con induttore a spire circolari.

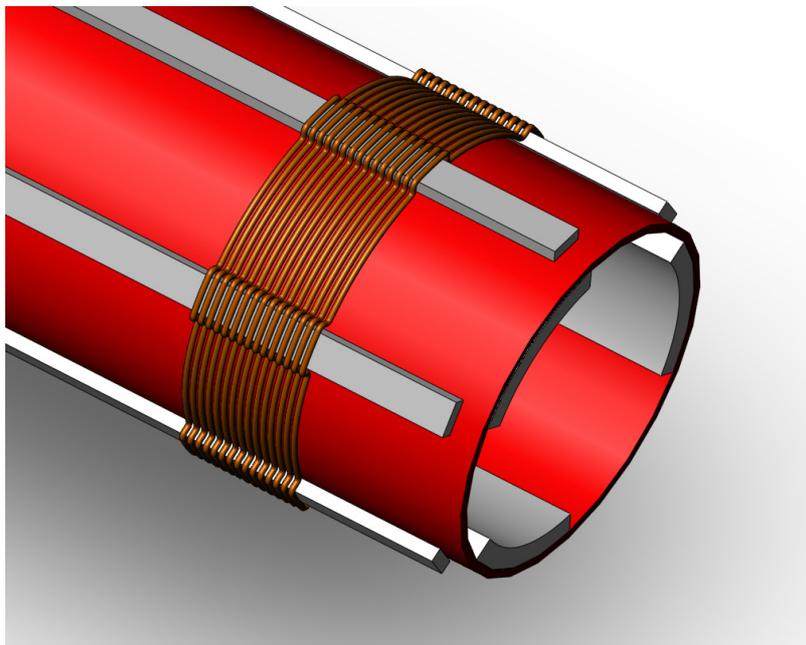


Figura 4.7) Configurazione con induttore a spire sagomate.

Con l'obiettivo di ridurre per quanto possibile l'impegno computazionale, sono state sfruttate in entrambi i casi tutte le condizioni di simmetria individuabili nella geometria. Non si è considerato ovviamente l'elemento di asta in tutta la sua lunghezza, limitandosi ad un tratto di 0.5 m, comunque abbastanza ampio in previsione di una simulazione del

processo induttivo di tipo “*scanning*”, cioè con movimento in direzionale assiale dell’induttore rispetto la parte in riscaldamento. Il diametro scelto per il tubo costituente l’elemento di asta è di 458 mm, mentre i piatti estrusi saldati longitudinalmente hanno dimensioni 50x20 mm. Per includere tutte le linee del campo magnetico generato dall’induttore – e quindi coglierne compiutamente gli effetti – si è poi creato un dominio cilindrico con un raggio di 0.5 m e lunghezza 1 m, che circonda il tratto di elemento di asta e che modella un’ampia porzione dell’aria circostante. Si sono infine definiti i domini che modellano le 15 spire in rame dell’induttore, avvolte – sagomate o circolari – intorno all’elemento di asta con una *distanza minima di accoppiamento* pari a 5 mm. Le spire hanno una sezione circolare di raggio 6 mm, mentre l’induttore ha un passo tra le spire di 9 mm; quindi la lunghezza totale dell’ induttore è di 132 mm. Come detto si è cercato di ridurre al massimo il dominio di calcolo, e sfruttando tutte le condizioni di simmetria sui piani assiali si è giunti infine a considerare solo un settore pari ad 1/6 della geometria reale, per entrambi i casi (Fig.4.8).

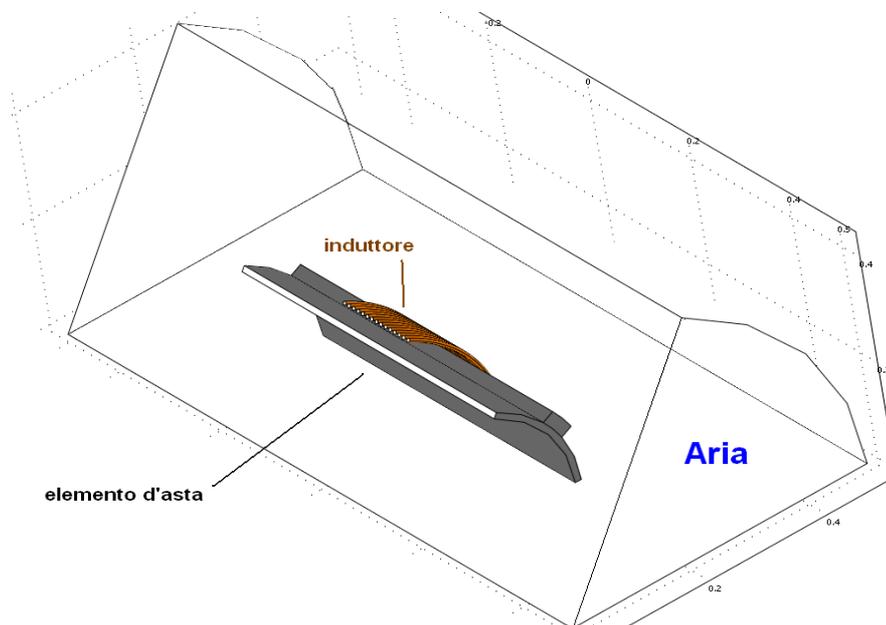


Figura 4.8) Sottodomini di calcolo

4.5.2. Definizione dei materiali

Nella modellazione fisico-matematica del problema, il primo passo da compiere è certamente la caratterizzazione dei diversi materiali che costituiscono i sottodomini del

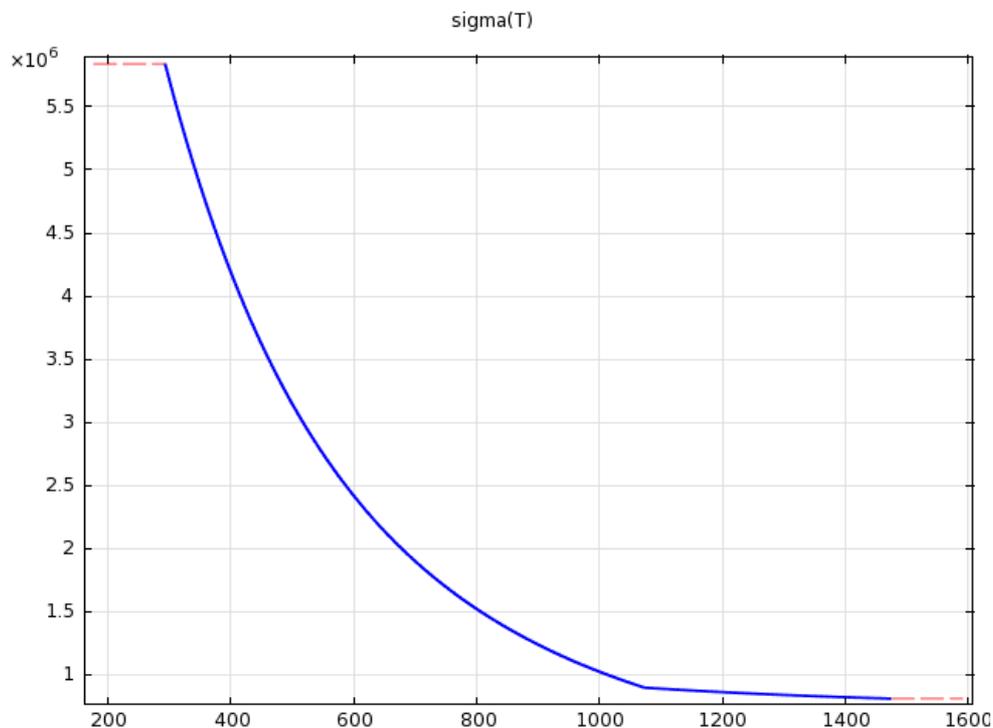
dominio di calcolo. Occorre cioè definire per ciascun materiale le proprietà fisiche in gioco, predisponendo eventualmente per esse dei modelli matematici che ben approssimino il comportamento reale del materiale stesso.

Premessa fondamentale è, dunque, la conoscenza del comportamento sperimentale del materiale in relazione alle proprietà di interesse, acquisibile mediante opportune prove di laboratorio, oppure su consolidati riferimenti disponibili in letteratura.

Si sono in questa fase ampiamente sfruttate le librerie presenti nel modulo *Material Library* integrato in Comsol. Questo database contiene una vastissima varietà di materiali, tra cui anche l'AISI 1040, e sono implementate per ciascuno di essi le principali proprietà fisiche con i relativi legami costitutivi.

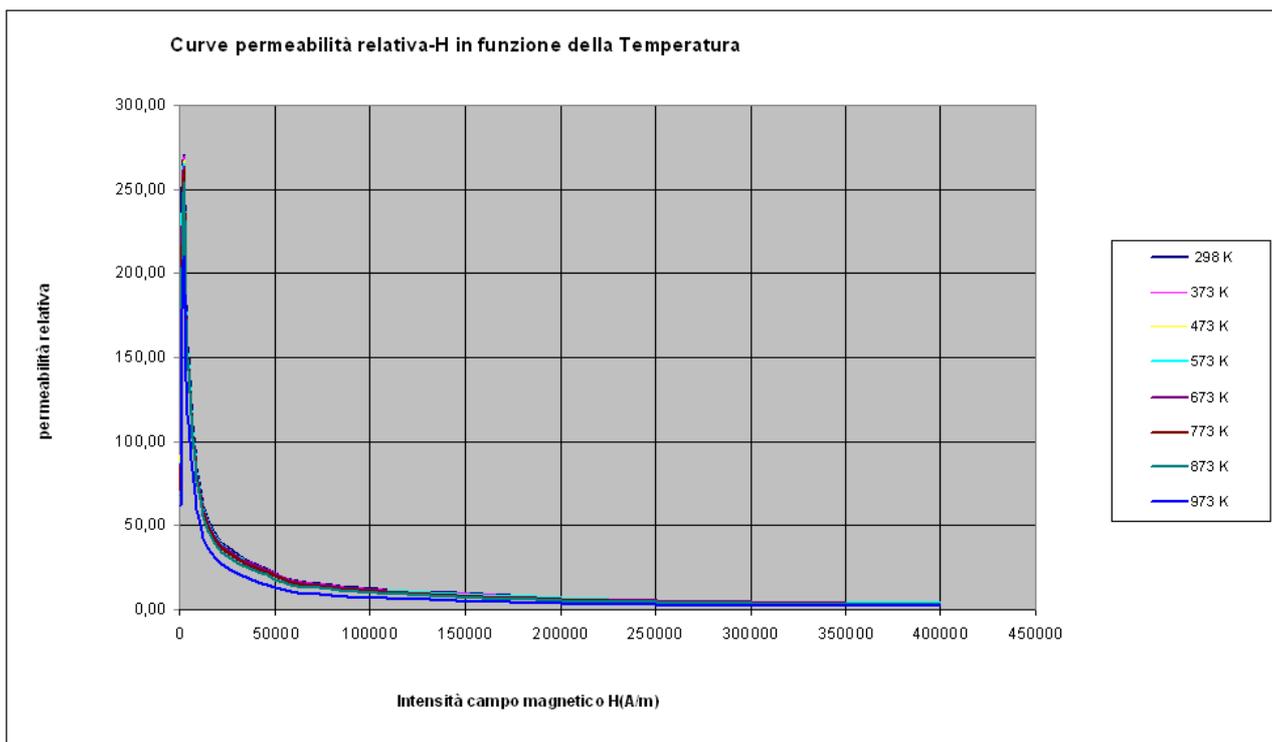
Le proprietà fisiche coinvolte nella simulazione del riscaldamento induttivo, sono ovviamente le proprietà elettromagnetiche, termiche e di massa, delle quali si riportano di seguito gli andamenti in funzione della temperatura, per l'AISI 1040 che costituisce il manufatto, così come implementati nel codice di calcolo.

Conduttività elettrica σ [S/m]: è funzione della temperatura T [K], e per l'acciaio considerato ha l'andamento decrescente seguente



Si nota un brusco cambio di pendenza intorno a 770°C , che rappresenta la temperatura di Curie per l'acciaio considerato e dove – come è noto – si hanno delle notevoli variazioni delle proprietà elettromagnetiche dei metalli.

Permeabilità magnetica relativa μ_r : è funzione della temperatura T e dell'intensità del campo magnetico H; essa è inoltre anche funzione della storia magnetica del materiale e della frequenza. Sono riportati i grafici rilevati dalle prove sperimentali condotte sui provini toroidali di C40, come esposto nel capitolo 3. Nei grafici tracciati nel piano per μ_r in funzione di H asse e di T, si osserva un andamento della permeabilità decrescente sia all'aumentare di H, sia di T. Il grafico tridimensionale (Fig.4.9) riporta invece l'andamento di μ_r (asse z) in funzione di B (asse y) e T (asse z) ed è stato ottenuto interpolando in modo lineare i dati sperimentali esposti nel capitolo 3.



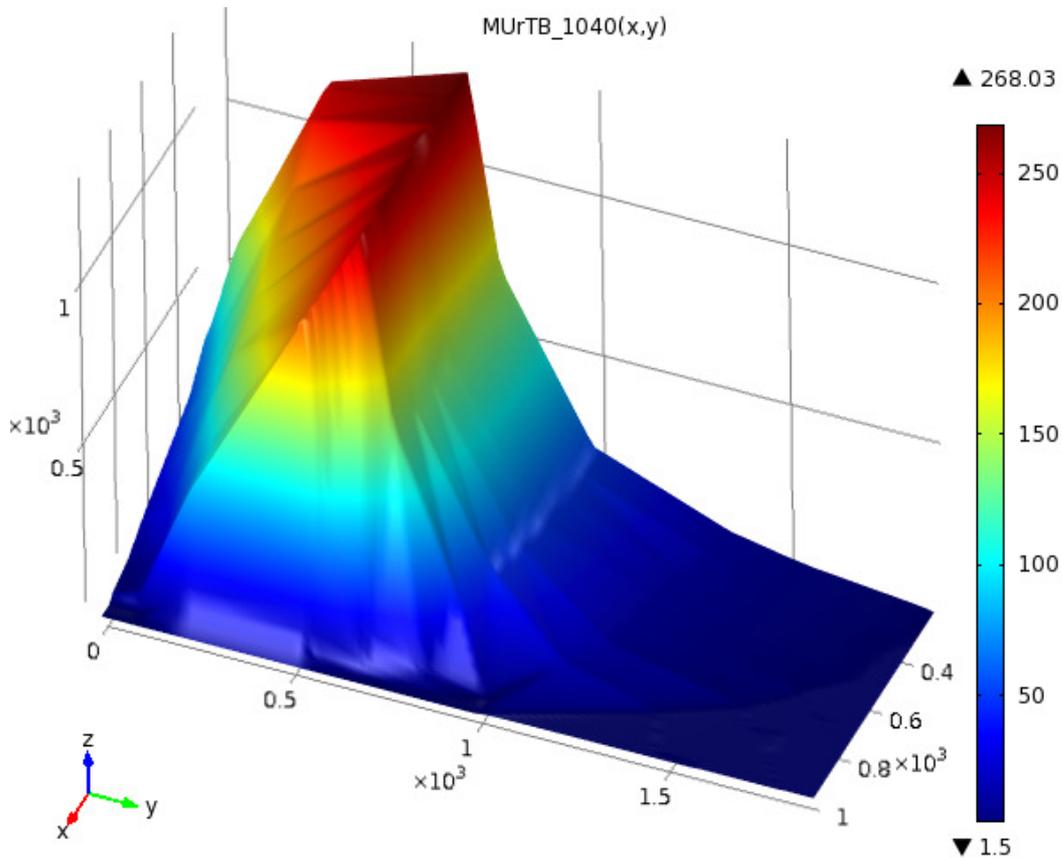
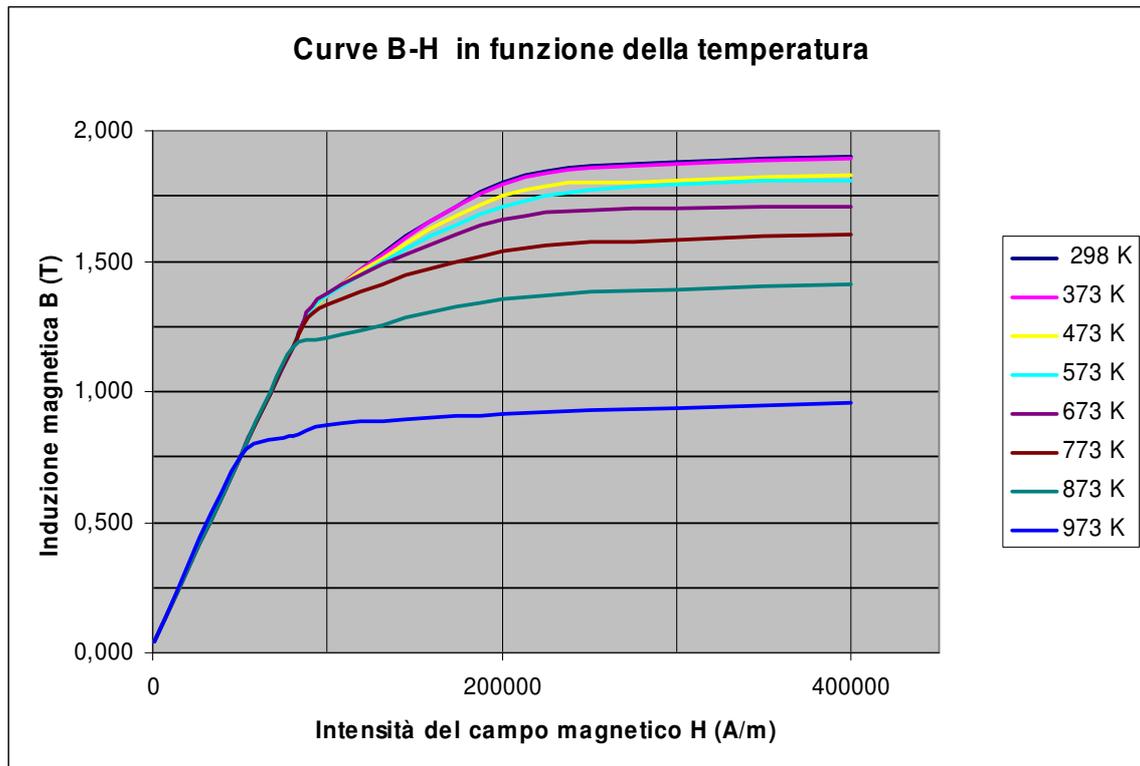


Figura 4.9) Superficie T, B, μ_r interpolata dai dati sperimentali.

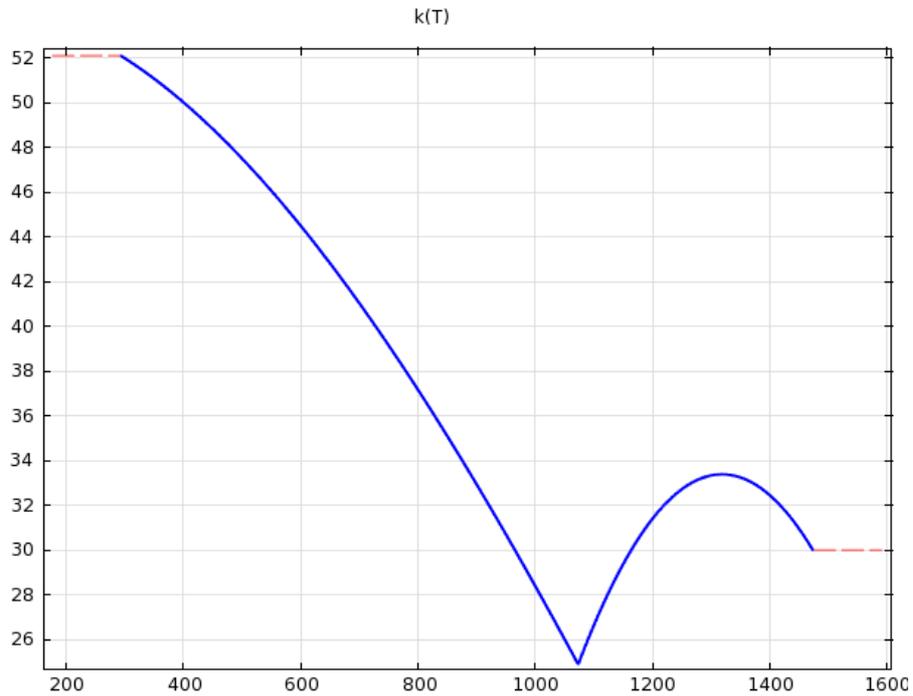
Raggiunta la temperatura di Curie (770°C) l'acciaio perde le sue proprietà ferromagnetiche e si ha $\mu_r=1$.

In realtà i materiali ferromagnetici hanno un comportamento magnetico non lineare, cioè non schematizzabile con la relazione costitutiva $\mathbf{B} = \mu_0(1+\chi_m)\mathbf{H} = \mu_0\mu_r\mathbf{H}$, pertanto per essi la μ_r perde ogni significato ed andrebbero definite le curve di magnetizzazione $\mathbf{B} = f(|\mathbf{H}|)$, al variare della temperatura.

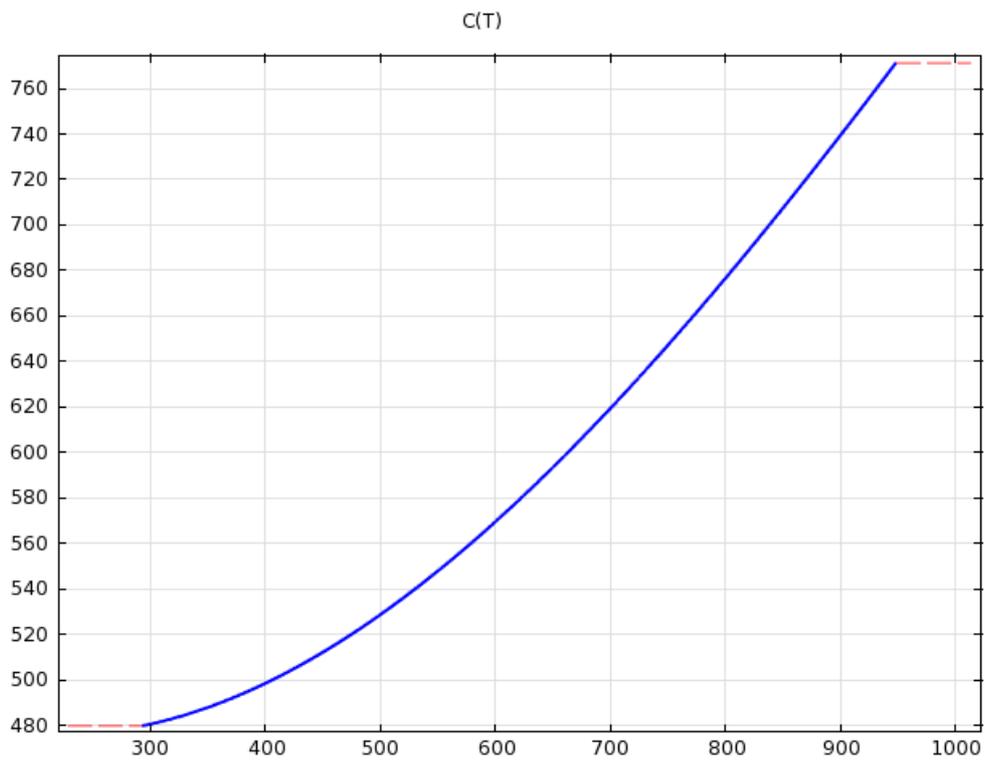


Ad ogni modo *Comsol* consente di assegnare un comportamento non lineare con la curva $\mathbf{B} = f(|\mathbf{H}|)$ solo per analisi elettromagnetica transitoria. Per il campo di tipo armonico, come nel caso in studio, si può invece assegnare la relazione $\mathbf{B} = \mu_0\mu_r\mathbf{H}$, determinabile solo per via sperimentale, così come fatto.

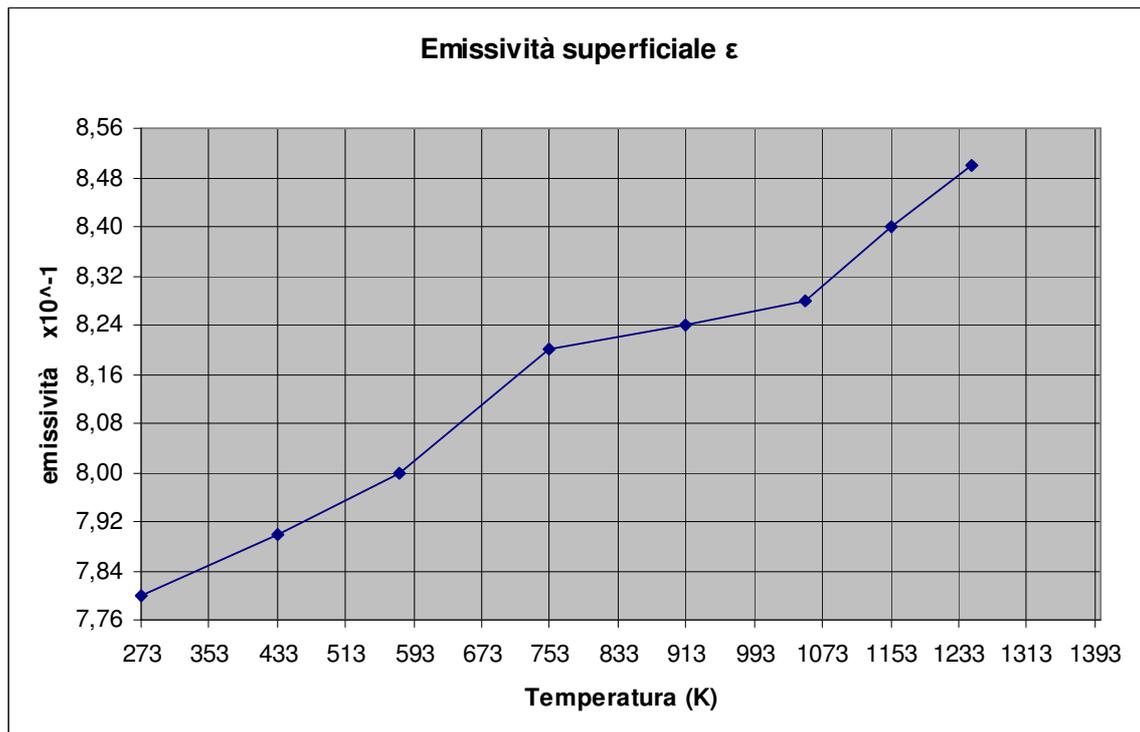
Conducibilità termica k [$W/(m\cdot K)$]: compare nella equazione della conduzione di Fourier, ed ha un andamento decrescente con la temperatura



Calore specifico a pressione costante C_p [J/kg·K]: presenta andamento crescente con la temperatura

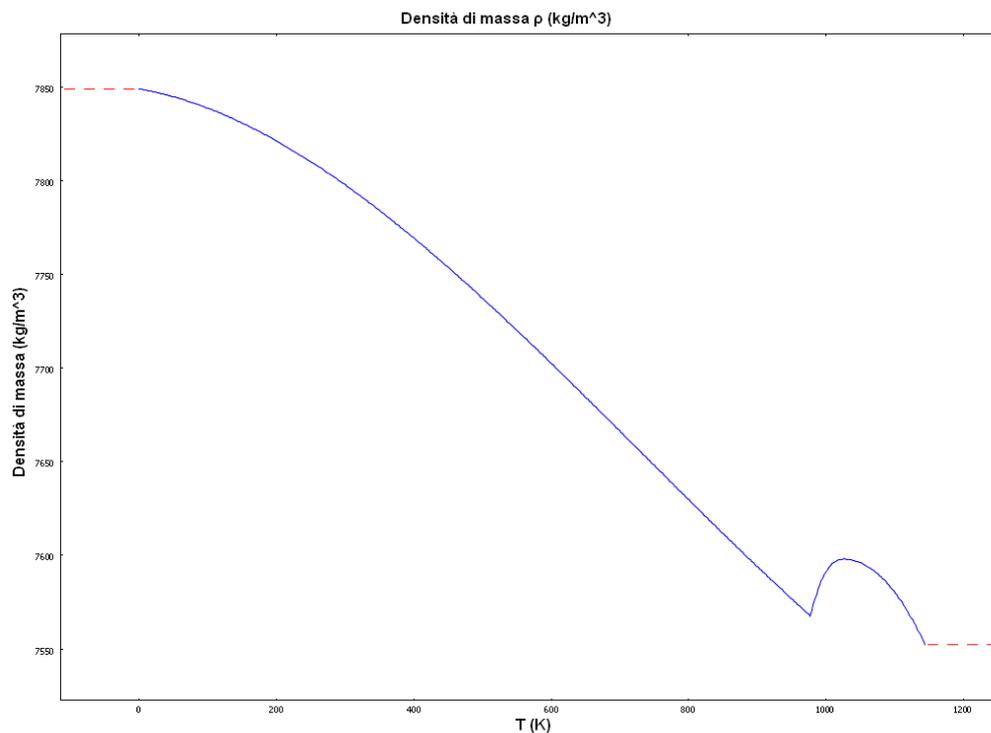


Emissività superficiale ϵ : è la proprietà termica fondamentale per determinare la quantità di calore emessa per irraggiamento dalla superficie calda della parte in riscaldamento. Essa ha un andamento crescente con la temperatura T , ma il suo campo di variazione è abbastanza limitato (da 0.778 a 0.850) per cui può anche essere considerata costante e pari ad un valore medio



Coefficiente di convezione h : in realtà non è strettamente legata al materiale in riscaldamento quanto piuttosto alle condizioni con cui avviene la trasmissione di calore per convezione. Considerando un riscaldamento in aria ferma, si ha una convezione naturale del calore dalla superficie del manufatto verso l'ambiente circostante. I valori di h utilizzati sono stati prelevati dalle tabelle disponibili in letteratura, e si riferiscono alla convezione naturale sulla superficie di un generico tubo in acciaio orizzontale lambita da aria ferma. Il coefficiente h è calcolato direttamente dal codice che implementa una condizione al contorno di *raffreddamento convettivo* in cui bisogna semplicemente impostare i parametri geometrici, il tipo di fluido circostante e la natura dello scambio convettivo (naturale o forzato). In questo caso si sceglie ovviamente uno scambio naturale.

Densità di massa ρ : è qui considerata tra le proprietà termiche del materiale perché compare nell'equazione differenziale della trasmissione del calore. Per l'acciaio presenta un andamento decrescente con la T, come ovvia conseguenza della dilatazione termica



Tutte le proprietà su viste sono state definite in *Comsol*, prelevandole dalla libreria integrata, eccetto che per la permeabilità inserita sottoforma di tabella numerica. Il codice di calcolo provvede poi ad interpolare i dati usando, in genere una funzione di interpolazione lineare. In alternativa l'utente può inserire i modelli matematici – cioè le funzioni analitiche – che schematizzano le proprietà fisiche customizzate e scaturite da prove sperimentali.

4.5.3. Definizione del modello, settaggi fisici e discretizzazione

Per completare la definizione del modello *single-shot* (statico) è stato necessario assegnare gli altri parametri che compaiono nelle equazioni differenziali del campo magnetico e di temperatura. In particolare le simulazioni sono state condotte per i seguenti valori:

- densità di corrente nelle spire dell'induttore $J = 2.501 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$;
- frequenza della corrente $f = 7000 \text{ Hz}$.

Il modello è stato definito in un ambito multi-fisico. Un ambiente del codice di calcolo (*AC/DC Module*) include tutti i dati ed i settaggi per l'analisi elettromagnetica armonica; un altro ambiente del codice (*Heat Transfer Module*) include tutti i settaggi ed i dati per l'analisi termica transitoria, tra cui anche l'intervallo di tempo entro cui considerare l'analisi stessa. In particolare si è scelto di determinare la distribuzione della temperatura per i primi 10 secondi del riscaldamento induttivo.

Una volta completata la definizione del modello, si può passare alla operazione caratterizzante il metodo agli elementi finiti, ovvero la discretizzazione dei sottodomini coinvolti nella procedura di calcolo.

A partire dalle geometrie realizzate si è giunti alla discretizzazione dell'intero dominio di calcolo, utilizzando per i sottodomini di maggior interesse – quindi il manufatto – una griglia mappata regolare con elementi di tipo esaedro o brick con dimensione massima di 5 mm (Fig.4.10). Gli altri sottodomini sono stati invece discretizzati con elementi di tipo tetraedro, utilizzando la funzione *free mesh* offerta dal *Comsol* (Fig.4.11). Sono state infine selezionate le formulazioni matematiche di default degli elementi: elemento lagrangiano lineare, per l'analisi elettromagnetica; elemento lagrangiano quadratico per l'analisi termica.

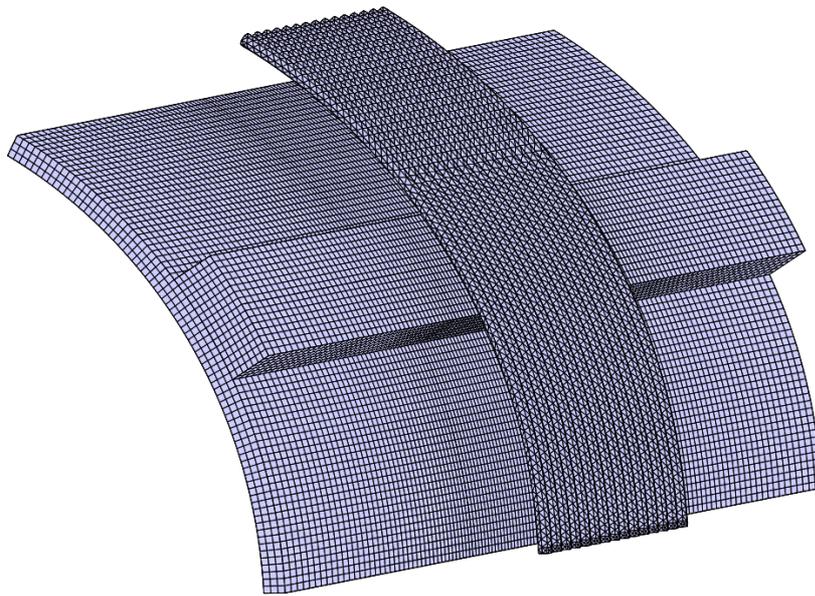


Figura 4.10) Mesh per elemento d'asta (bricks) e per spire circolari (tetra)

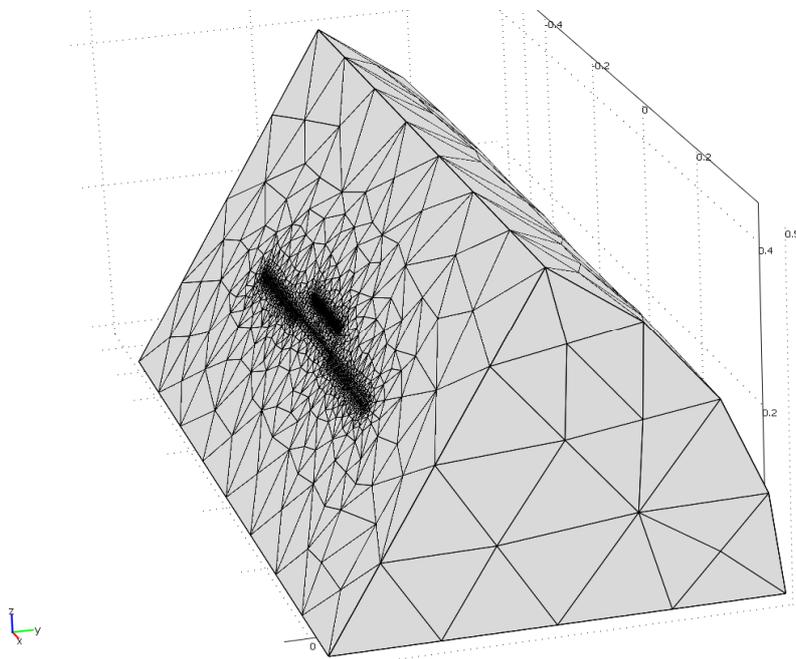


Figura 4.11) Mesh su tutto il dominio di calcolo

Il modello *discretizzato* è costituito, in entrambi i casi considerati, da oltre 150000 elementi, e questo da conto dell'enorme sforzo computazionale occorrente per la soluzione del problema.

4.5.4 Risultati della simulazione numerica single-shot

Sono esposti di seguito i risultati per i due casi analizzati. I risultati consistono principalmente nella distribuzione spaziale della temperatura ad un certo istante t , sul contorno dell'elemento d'asta e su alcune sezioni trasversali particolari. Sono riportati anche gli andamenti della temperatura nel tempo in alcuni punti critici del manufatto. Viene mostrato infine l'andamento del campo magnetico nell'intero dominio di calcolo.

Caso 3D con spire circolari

Riepiloghiamo le condizioni fissate per questa simulazione:

- induttore con **15 spire circolari** e passo 9 mm;
- spire in rame a sezione circolare cava $\varnothing 6$ mm (tubo 1/8') raffreddate ad acqua;
- densità di corrente nelle spire $J = 2.501 \cdot 10^8$ A/m²;
- frequenza della corrente $f = 7000$ Hz;
- temperatura iniziale $T = 20^\circ\text{C}$.

Si riporta innanzitutto la distribuzione della temperatura sul contorno esterno dell'elemento di asta dopo un riscaldamento induttivo di 10 secondi (Fig.4.12).

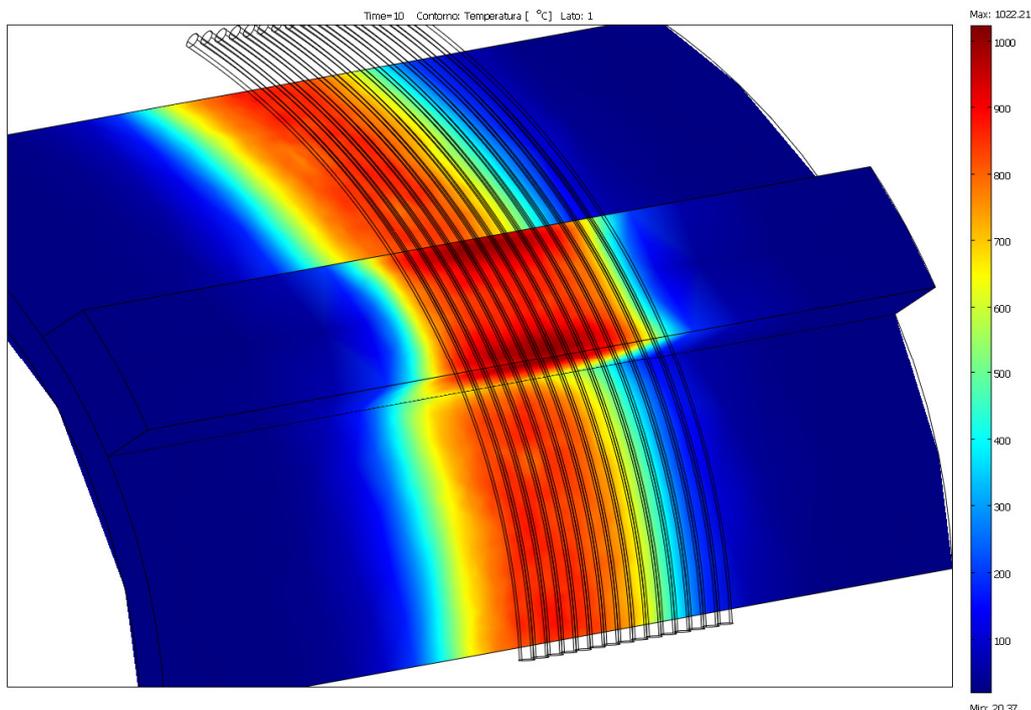


Figura 4.12) Mappa di distribuzione della temperatura sul contorno esterno.

La stessa mappatura è mostrata con scala di colori “hot”, più adeguata per distribuzioni di temperature (Fig.4.13).

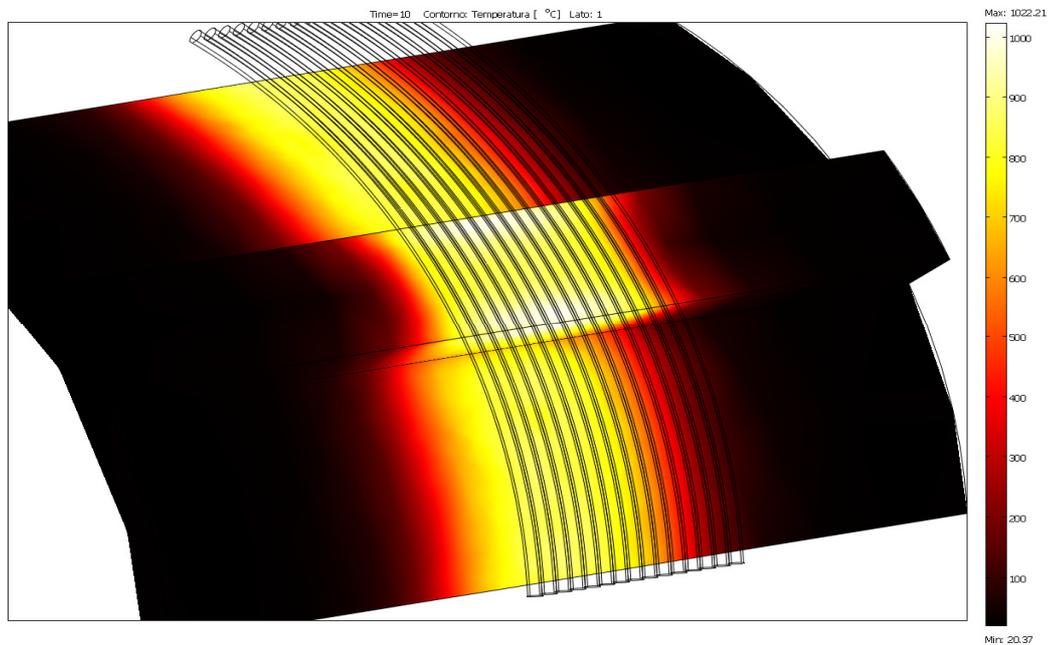


Figura 4.13) Mappa di distribuzione della temperatura con scala *hot*.

Di seguito si riporta ingrandita la parte sotto l'induttore, che raggiunge le temperature più alte, con l'indicazione del punto di temperatura massima dopo 10 secondi (Fig.13).

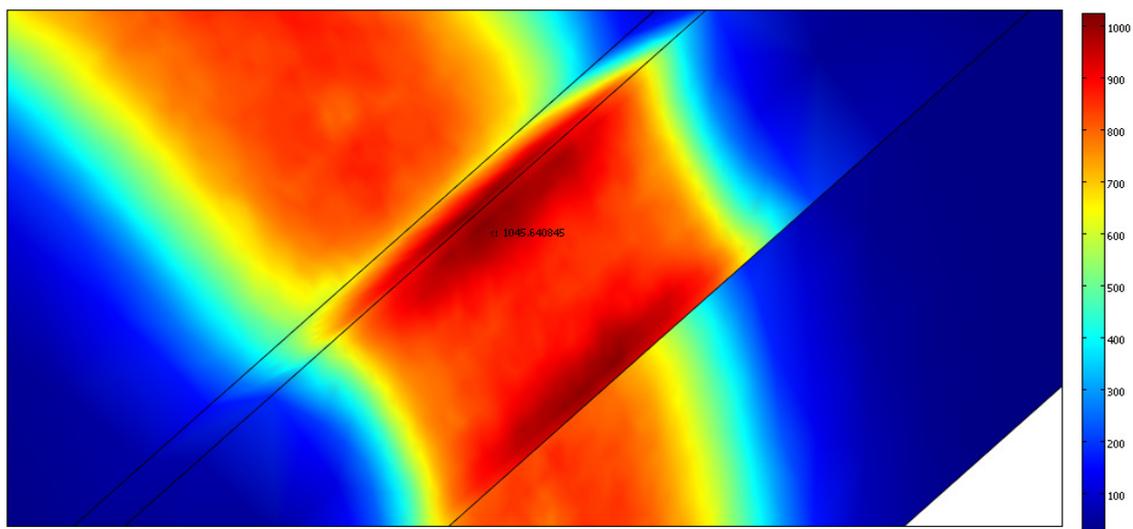


Figura 4.14) Mappa di distribuzione della temperatura nella zona sottostante l'induttore.

È molto importante valutare la distribuzione di temperatura nelle sezioni trasversali del manufatto. In particolare si considerano le sezioni: in corrispondenza del centro dell'induttore, a 2 cm dall'ultima spira, ad 1/3 e ad 1/5 della sua lunghezza (Fig.4.15).

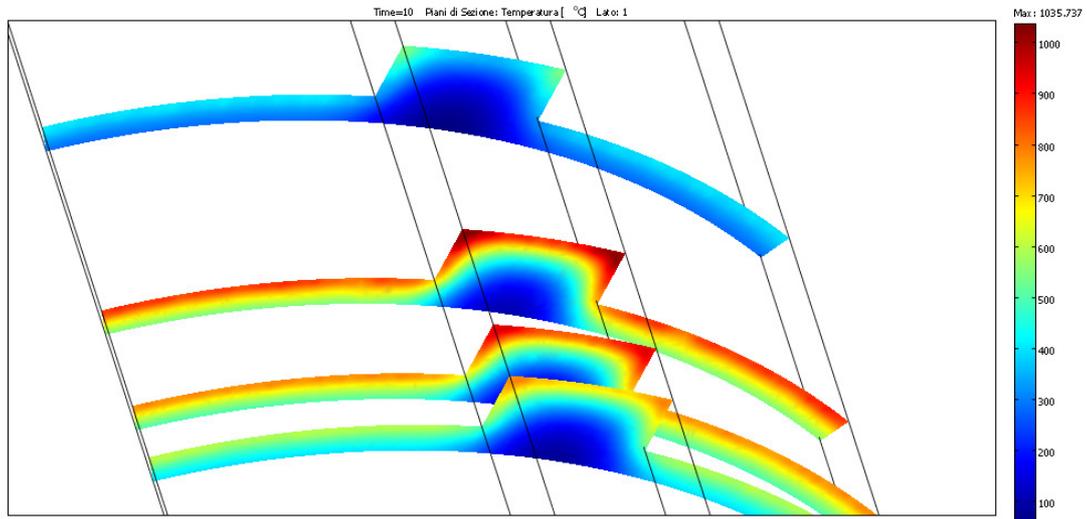


Figura 4.15) Distribuzione della temperatura nelle sezioni trasversali.

Si riportano poi gli andamenti della temperatura lungo alcuni spigoli del manufatto, assumendo come ascissa la distanza lungo lo spigolo stesso (Fig.4.16).

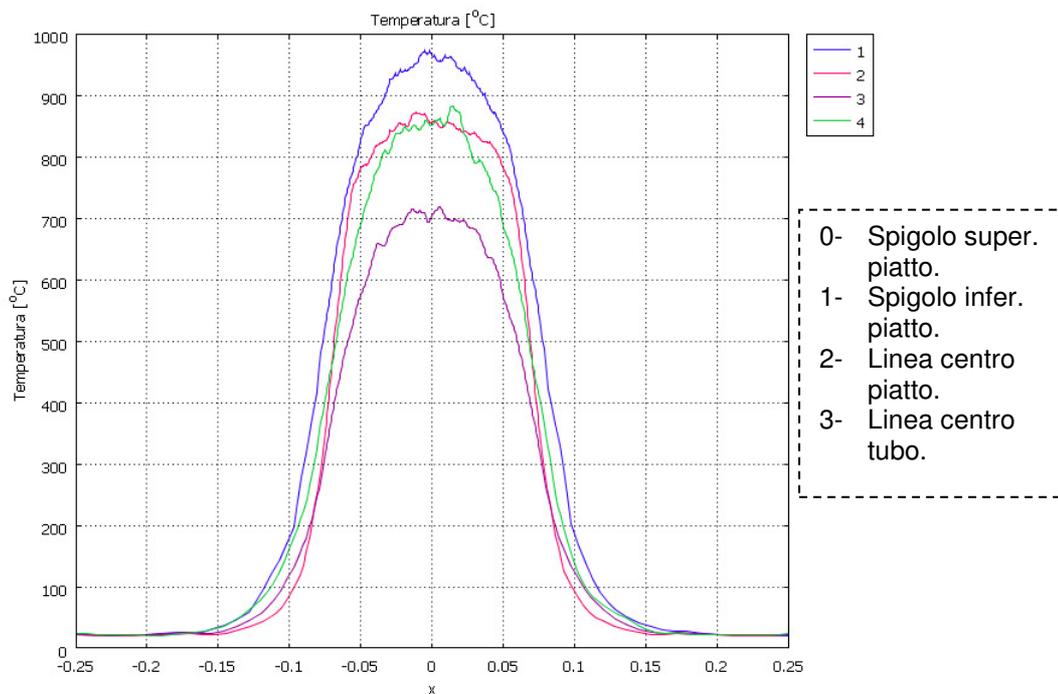


Figura 4.16) Andamenti della temperatura lungo alcuni spigoli critici.

È mostrato poi l'incremento della temperatura durante i 10 secondi del riscaldamento, in alcuni punti critici (Fig.4.17).

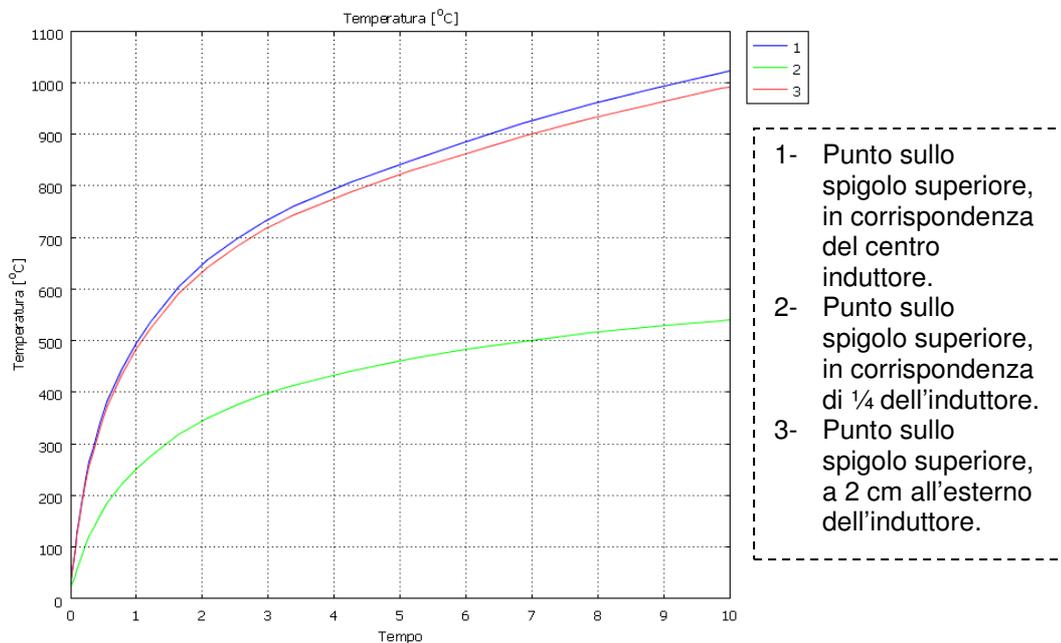


Figura 4.17) Andamento temporale della temperatura in alcuni punti critici.

Si riportano – infine – la distribuzione del modulo del campo magnetico \mathbf{H} generato dalla bobina , con le linee di forza del campo, nella sezione trasversale centrale (Fig.4.18), ed i vettori della densità di corrente indotta sulla superficie del manufatto (Fig.4.19).

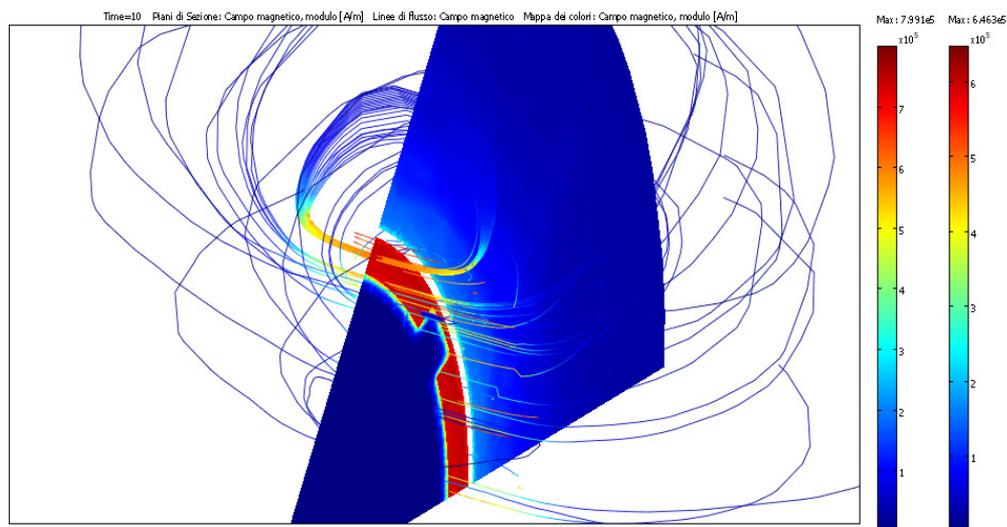


Figura 4.18) Andamento del campo magnetico H e linee di flusso.

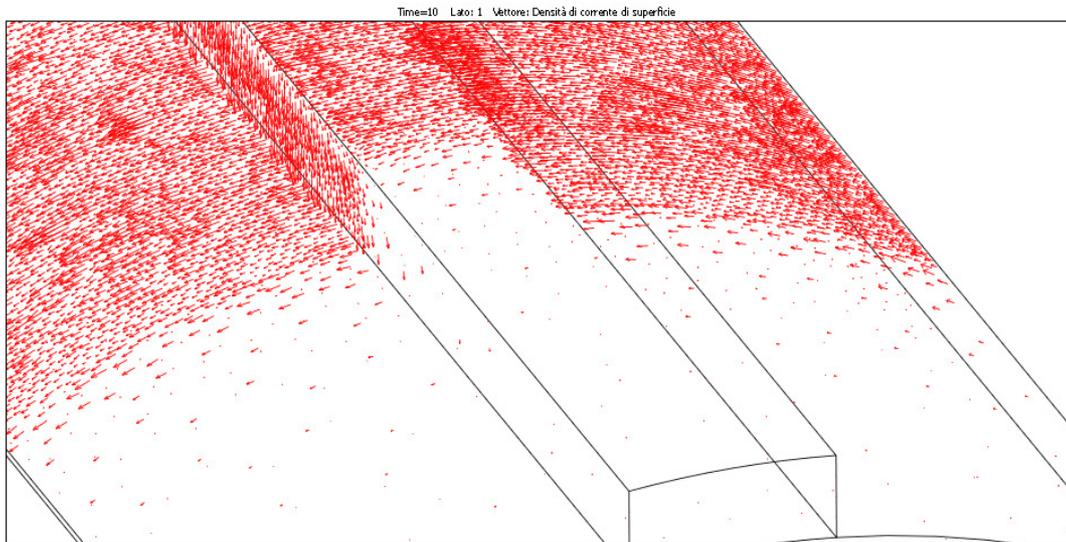


Figura 4.19) Vettore densità di corrente indotta.

Caso 3D con spire sagomate

Le condizioni fissate per questa secondo caso di simulazione:

- induttore con **15 spire sagomate** e passo 9 mm;
- spire in rame a sezione circolare cava $\varnothing 6 \text{ mm}$ (tubo 1/8') raffreddate ad acqua;
- densità di corrente nelle spire $J = 2.501 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$;
- frequenza della corrente $f = 7000 \text{ Hz}$;
- temperatura iniziale $T=20^\circ\text{C}$.

Si riportano in successione gli stessi grafici di post-processamento – con lo stesso significato e valutati negli stessi punti – dei grafici già mostrati per il caso precedente. È così possibile operare un valido confronto tra le 2 configurazioni.

Per la distribuzione della temperatura sul contorno esterno (Fig.4.20) sono state lasciate visibili le spire della bobina.

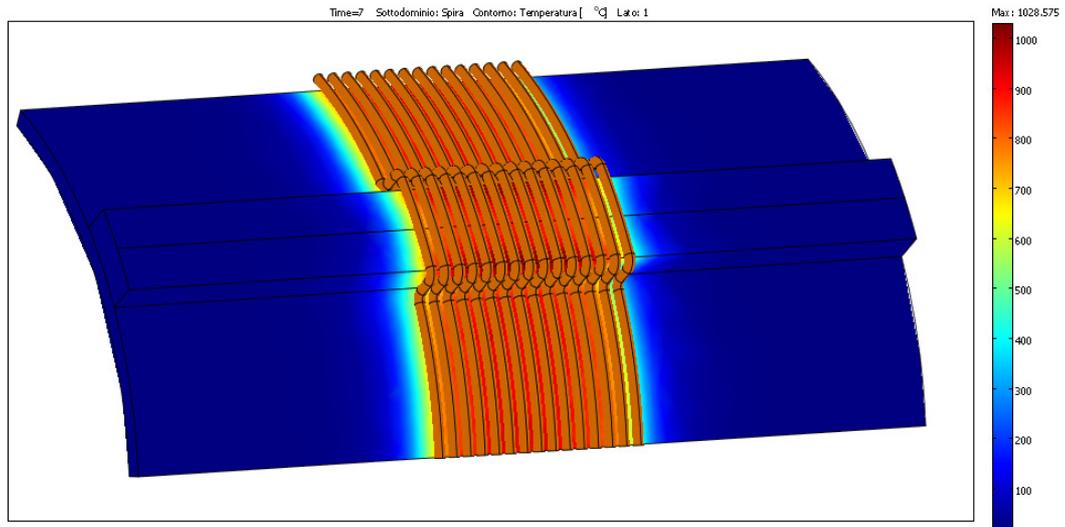


Figura 4.20) Mappa di distribuzione della temperatura sul contorno esterno.

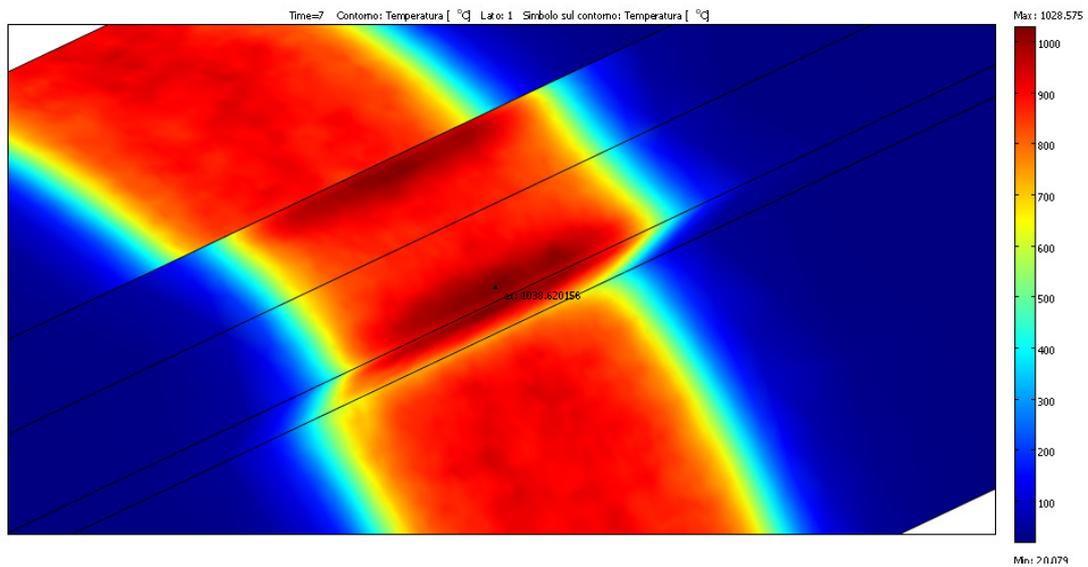


Figura 4.21) Mappa della temperatura nella zona sottostante l'induttore, con punto di massimo.

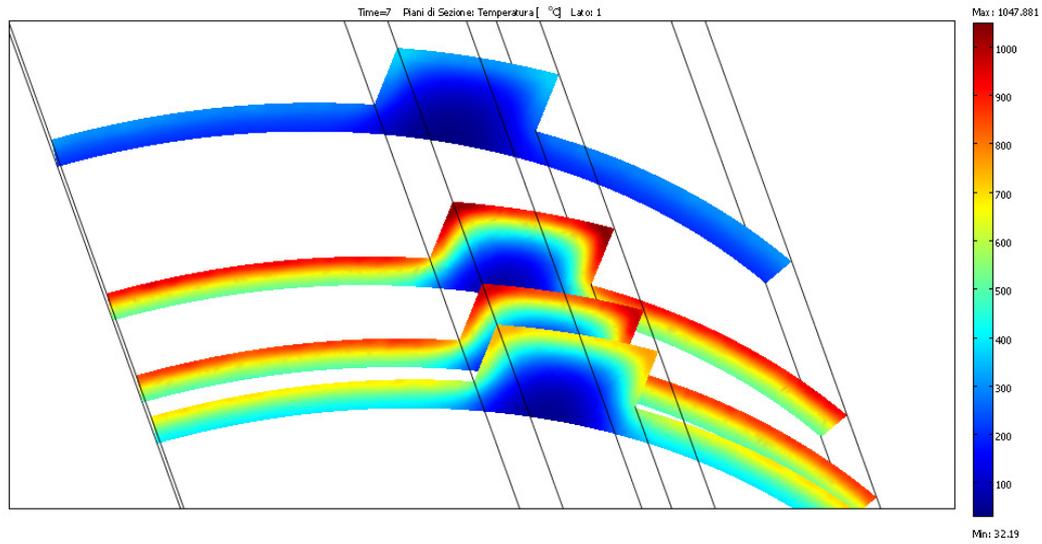


Figura 4.22) Distribuzione della temperatura nelle sezioni trasversali.

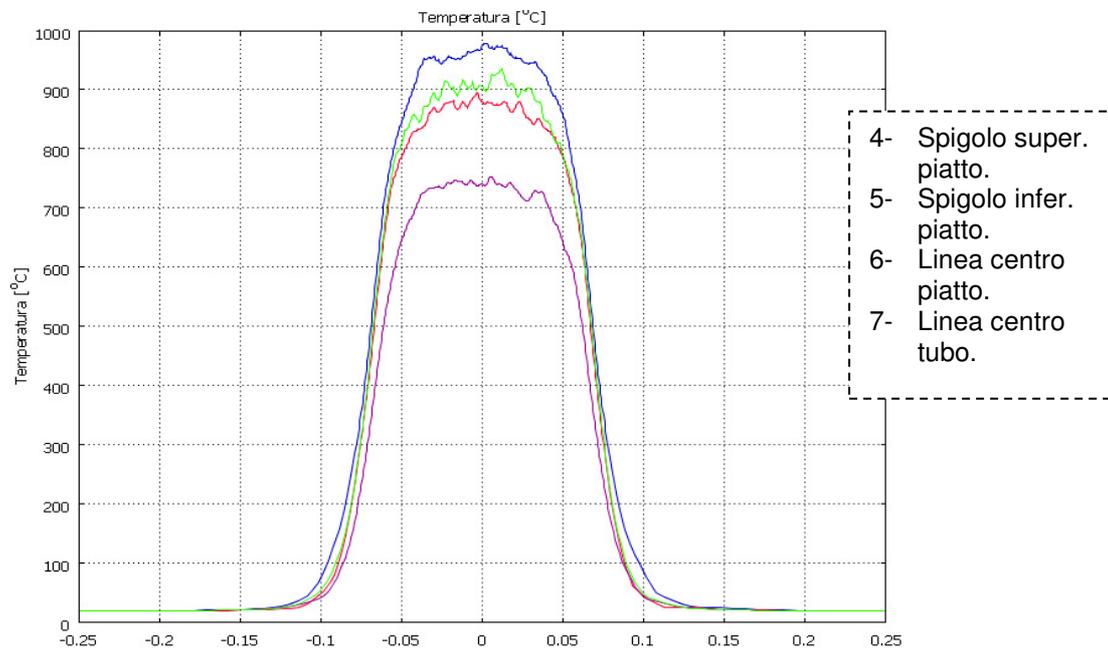


Figura 4.23) Andamenti della temperatura lungo alcuni spigoli critici.

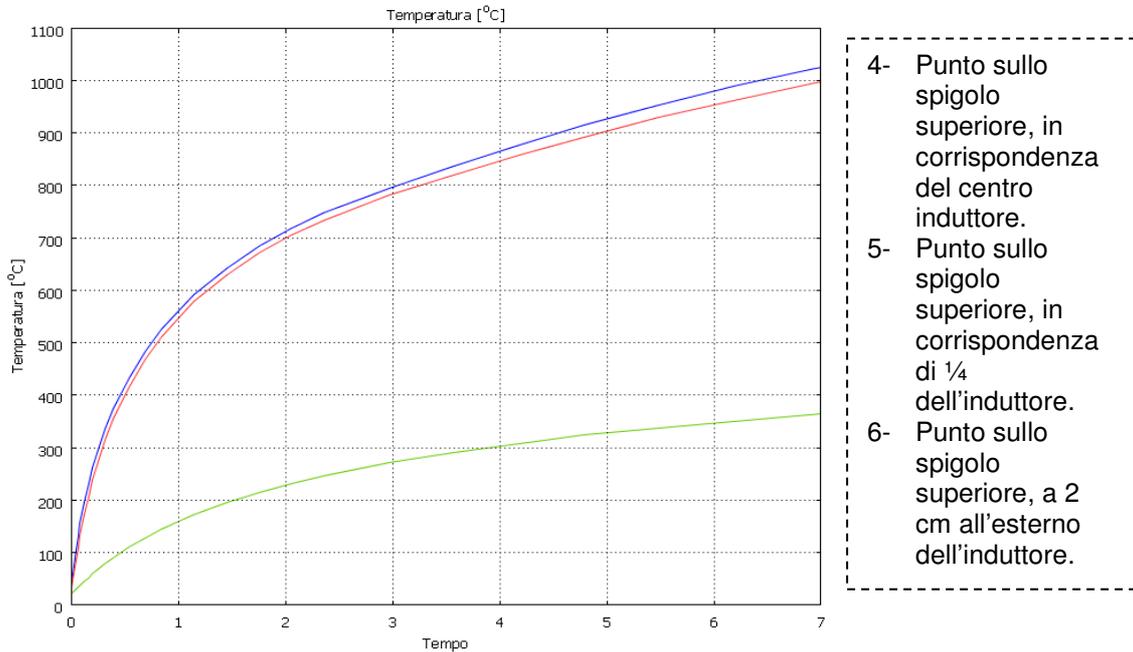


Figura 4.24) Andamento temporale della temperatura in alcuni punti critici.

4.5.5 Analisi dei risultati

Dal confronto delle due configurazioni analizzate per il sistema di riscaldamento induttivo, si evince che l'induttore con spire sagomate rappresenta certamente una soluzione migliore. Innanzitutto si raggiungono le temperature di austenitizzazione (900-920°C) per l'acciaio in esame, nei processi induttivi senza mantenimento) in un tempo sensibilmente minore (6-7 secondi), quindi con una velocità di riscaldamento media pari a 130°C/s, valore perfettamente in linea con quelli tipici della tempra ad induzione. La distribuzione spaziale delle temperature risulta inoltre molto più uniforme ed il flusso di calore è maggiormente concentrato sulla porzione di superficie sotto l'induttore. Le zone a temperatura maggiore – a rischio di surriscaldamento – sono sempre situate in prossimità degli spigoli superiori dei piatti, ma per l'induttore sagomato la loro estensione sembra più limitata e controllabile.

Sebbene questa superiorità prestazionale dell'induttore sagomato possa apparire banale e prevedibile a priori, la sua conferma numerica non era affatto scontata. Del resto, questa geometria resta limitata ad uno studio puramente teorico vista la difficoltà di

realizzazione ed il costo maggiore di un avvolgimento sagomato rispetto ad una semplice bobina a spire con avvolgimento circolare. È comunque importante capire quali e quanti vantaggi concreti comporta la scelta di un sistema di riscaldamento “ideale” rispetto un altro più semplice, ed in che misura questi vantaggi vengono sacrificati. Nella proseguo si cercherà di ottimizzare l’induttore ad avvolgimento non sagomato con altre tecniche (concentratori di flusso) per avvicinare la ricerca teorica alla pratica industriale.

CAPITOLO 5

MODELLI NUMERICI PER LA SIMULAZIONE DEL RISCALDAMENTO AD INDUZIONE SCANNING

5.1 INTRODUZIONE

In questo capitolo sono presentati i modelli FEM messi a punto per la simulazione del riscaldamento ad induzione di un tipico manufatto cilindrico di grandi dimensioni, con prevalente sviluppo assiale e con sezione trasversale scanalata, considerando anche il movimento di avanzamento dell'induttore rispetto alla parte in trattamento, o viceversa (induzione *scanning*). Sono presentati anche i risultati ottenuti, a valle della simulazione del processo induttivo, predisponendo un modello per la predizione di massima delle trasformazioni metallurgiche avvenute nel manufatto alla fine della fase di riscaldamento.

In questa parte dello studio si sono affrontati i limiti di *COMSOL Multiphysics*[®], che si è dimostrato un codice versatile e aperto a qualsiasi modellazione fisica ma con grosse lacune nella gestione e nell'utilizzo della memoria hardware mediamente disponibile su un PC desktop. Infatti, un modello numerico che tenga conto del movimento relativo induttore-pezzo richiede l'implementazione dei parametri con funzioni variabili nello spazio e nel tempo in funzione della velocità di avanzamento scelta e quindi, matematicamente, derivate parziali del primo e secondo ordine rispetto alle coordinate e alla variabile tempo.

La modellazione numerica è stata effettuata seguendo due approcci alternativi:

- Movimento spaziale effettivo dell'induttore rispetto alla parte, utilizzando la cosiddetta "*moving mesh*" – ossia una griglia FEM che viene rigenerata ad ogni *substep* di calcolo del transitorio – e di una descrizione mista euleriana-lagrangiana del dominio di calcolo, il che conduce ad una complessità computazionale notevole, soprattutto se si infittisce la mesh e/o si utilizzano

elementi di ordine superiore. In questi modelli si conduce una analisi armonica, per il campo vettoriale elettromagnetico, istante per istante completamente accoppiata (secondo i termini del diagramma di Fig.4.2) ad una analisi transitoria o time dependent del campo scalare delle temperature.

- Movimento spaziale simulato, utilizzando la feature *Heating Translational Motion* messa a disposizione dal codice. In questa modellazione il movimento viene considerato inserendo la velocità di traslazione come termine aggiuntivo direttamente nelle equazioni della conduzione del calore, ed è perciò possibile in sostanza modellare una sorgente di calore in movimento nel solido. La sorgente di calore, nel caso specifico, è proprio quella dovuta alla dissipazione ohmica delle correnti indotte sulla superficie della parte (potenza specifica superficiale). In questi modelli, essendo interessati alle condizioni di regime che si instaurano con il riscaldamento induttivo, ci si può svincolare dalla analisi transitoria e si conduce una analisi armonica per il campo EM completamente accoppiata ad una analisi stazionaria del campo delle temperature.

Avendo constatato dopo innumerevoli calcoli che i risultati finali, in termini di distribuzione delle temperature, giunti a regime (quindi nel caso di analisi temporale dopo un certo t) sono praticamente coincidenti confrontando le due formulazioni suddette, e considerando che ovviamente una analisi armonico-stazionaria sebbene contenga sempre numeri complessi – dovuti al campo EM sinusoidale – comporti tempi di calcolo molto minori anche con mesh molto fitta, si è infine scelto di proseguire nella definizione del modello numerico finale affidandosi solo al secondo approccio. Il primo approccio, simulando il movimento reale nello spazio delle parti, ha un senso solo se è possibile visualizzare tale movimento attraverso video o immagini in sequenza temporale: esso ha quindi un carattere essenzialmente “estetico”. Naturalmente laddove sia necessario approfondire i transitori del fenomeno induttivo (inizio e fine dello scanning) l’analisi time-dependent diventa imprescindibile.

5.2 MODELLAZIONE NUMERICA DEL RISCALDAMENTO AD INDUZIONE SCANNING SU UN ELEMENTO DI ASTA

La preparazione del modello, sia nel caso di approccio con *Moving Mesh*, sia nell'approccio con *Heating Translational Motion*, segue naturalmente gli stessi passi del modello *single-shot* già esposti nel capitolo precedente. In particolare la definizione ed i settaggi fisici per:

- Geometria
- Materiali e relative proprietà fisiche
- Equazioni di governo e condizioni nei sottodomini attivi del dominio di calcolo
- Condizioni al contorno

sono praticamente identici al caso precedente *single-shot*, almeno nella preparazione del modello iniziale, escluso ovviamente l'aggiunta del movimento di avanzamento, ossia del parametro velocità.

Con l'evoluzione e l'affinamento del modello si sono valutate diverse alternative per i parametri in gioco e per la modellazione stessa (essenzialmente variazione di condizioni al contorno). Sono stati quindi modificati man mano i settaggi fisici e/o i parametri, avendo come obiettivo l'individuazione della correlazione tra i parametri in ingresso e le risultanti condizioni di riscaldamento. Di tutti queste possibili varianti sono ovviamente presentate nel seguito solo quelle che consentono di avvicinarsi, con parametri in input ragionevoli e fattibili, alle suddette condizioni ideali.

Si sottolinea ancora una volta che, stabilita la geometria del sistema e definiti i materiali costituenti, le grandezze fisiche fondamentali in ingresso richieste dalla modellazione numerica dei fenomeni termo-induttivi sono:

- Frequenza
- Velocità di avanzamento
- Potenza.

La velocità di avanzamento è stata fissata una volta per tutte pari a 0.48 m/min, ossia 8 mm/sec, che risulta un buon compromesso tra la necessità di avere tempo sufficiente per

riscaldare l'ampia superficie della parte e l'esigenza di un tempo ragionevole di esecuzione del trattamento sull'intera lunghezza dell'elemento (fino a 12 metri).

La frequenza nella modellazione iniziale è stata fissata a $f=7000$ Hz, come nel caso *single-shot*, ma successivamente è stata aumentata prima a 10000 Hz e poi fino a 50000 Hz: questo innalzamento è giustificato dalla necessità di concentrare maggiormente sulla superficie la potenza termica ragionevolmente disponibile in impianti standard. All'aumentare della frequenza si riduce quindi la potenza totale richiesta.

Un valore $f=50000$ Hz comporta una profondità di penetrazione delle correnti indotte sull'acciaio utilizzato, in condizioni medie, dell'ordine di:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \sigma \cdot \mu}} = 0.125 \text{ mm}$$

È quindi impensabile di poter discretizzare il dominio che rappresenta il manufatto con elementi FEM standard: sarebbe necessario utilizzare almeno 3 strati di elementi per cogliere lo *skin-effect* e tenere conto delle perdite resistive delle correnti sulla superficie della parte. Non essendo interessati allo studio dello *skin-effect* si può escludere la parte metallica dai domini attivi di calcolo del campo elettromagnetico ed utilizzare invece sulla sua superficie una particolare condizione al contorno detta *Condizione di Impedenza al Contorno*. Tale condizione è implementata definendo sulla superficie l'equazione:

$$\sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r - j\sigma/\omega}} \mathbf{n} \times \mathbf{H} + \mathbf{E} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{n} = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_s) \mathbf{n} - \mathbf{E}_s$$

essa consente di valutare l'effetto in termini di energia dissipata dalle correnti superficiali indotte, senza la necessità di includere nel dominio di calcolo anche la parte su cui lo spessore di penetrazione è minore di 10 volte lo spessore della parte. In pratica si considerano tutte le *eddy current* concentrate sulla superficie. Ai fini del calcolo della potenza termica generata nel solido e sulla sua superficie, e quindi ai fini della modellazione del fenomeno di riscaldamento induttivo, questa approssimazione è più che sufficiente e riduce drasticamente i tempi computazionali.

Il parametro potenza è inserito nella modellazione numerica tramite la definizione dell'intensità di corrente *efficace* che attraversa ciascuna spira dell'induttore. Essa è

stata inizialmente assunta $I_{\text{eff}} = 5000$ A, e poi ridotta all'aumentare della frequenza fino a 2000 A.

Come noto ci si riferisce ai valori efficaci di tensione e corrente perché sono quelli più facilmente misurabili con strumenti standard, e sono quelli di riferimento indicati dal fornitore di energia. È semplice poi risalire ai valori istantanei attraverso la relazione:

$$I(t) = I_0 \cos \omega t$$

$$\text{con } I_0 = I_{\text{eff}} / 0.707$$

A proposito di potenza del sistema si ricorda che nell'ambito dei circuiti in corrente alternata si distinguono quattro tipi di potenza:

- La *potenza istantanea* $P(t) = V(t) \cdot I(t) = V_0 \cdot I_0 \cdot \cos \omega t \cdot \cos (\omega t + \varphi)$
- La *potenza attiva* $P = V \cdot I \cos \varphi = I^2 Z \cos \varphi = I^2 R$ (φ è lo sfasamento tra tensione e corrente, V ed I sono i valori *efficaci* di corrente e tensione) è la potenza effettivamente assorbita dalla rete, che si trasforma in calore per effetto Joule o in lavoro utile nelle macchine elettriche. Si misura in [W].
- La *potenza reattiva* $Q = V \cdot I \sin \varphi = I^2 (X_L - X_C)$ riguarda l'energia alternativamente assorbita e restituita dal campo magnetico (circuiti induttivi) o dal campo elettrico (circuiti capacitivi). Si misura in [VAR] (voltampere reattivi).
- La *potenza apparente* $P_a = V \cdot I = (P^2 + Q^2)^{1/2}$ che non ha un significato fisico particolare, ma è utile perché è legata al valore della corrente effettivamente in gioco nel circuito in esame. Essa può essere considerata il valore massimo che si ottiene come potenza attiva annullando lo sfasamento tra tensione e corrente. Si misura in voltampere [VA].

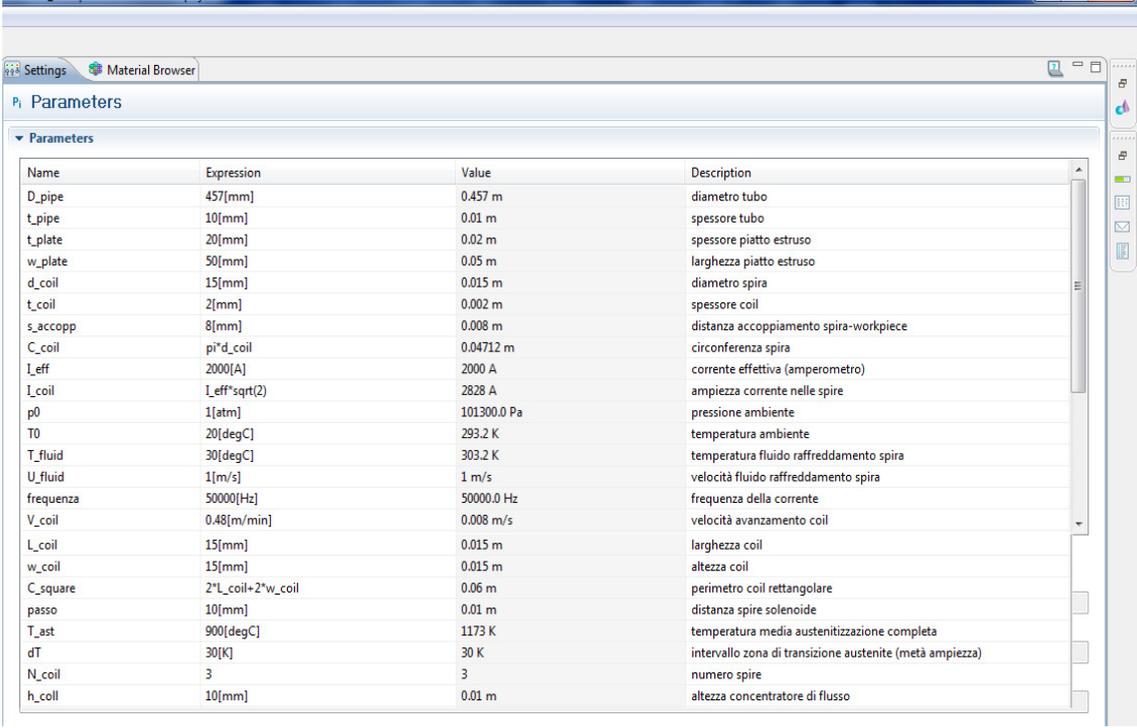
In un sistema di riscaldamento induttivo – che dal punto di vista elettrico rappresenta un circuito RLC – le potenze in gioco sono notevoli, e siccome la presenza dell'induttore genera alte reattanze induttive ωL e capacitive $1/\omega C$ quindi una Q di grossa entità, è necessario mantenere prossimo ad 1 il fattore di potenza $\cos \varphi$, per avere la massima efficienza.

Quelli sopra descritti sono stati dunque i parametri su cui si è agito per ottimizzare il processo. Gli altri principali parametri fissati una volta per tutte, in base al solito compromesso tra fattibilità ed esigenza di concentrazione massima della potenza negli strati superficiali della parte, sono:

- Distanza tra induttore e superficie della parte (distanza accoppiamento) = 8 mm
- Temperatura a regime del fluido di raffreddamento dell'induttore, quindi temperatura delle spire stesse, $T_{\text{fluid}} = 30^{\circ}\text{C}$
- Temperatura aria esterna, $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$.
- Passo tra le spire dell'induttore pari 2 volte il diametro delle stesse.

La sezione delle spire è stata man mano aumentata, da $d=6$ mm fino a $d=15$ mm, perché se da un lato è preferibile avere sezioni piccole per aumentare la densità di corrente e quindi l'intensità del campo indotto, d'altro canto non è possibile realizzare nella pratica una spira che avvolga una circonferenza delle dimensioni del manufatto in studio ($\varnothing 457$ mm) con un tubo di diametro inferiore ai 12-15 mm.

Si può avere un'idea della complessità della modellazione dei fenomeni studiati osservando nei settaggi del codice la definizione di parametri, costanti, funzioni, variabili e caratteristiche fisiche personalizzate con dati sperimentali (Figg.5.1, 5.2).



Name	Expression	Value	Description
D_pipe	457[mm]	0.457 m	diámetro tubo
t_pipe	10[mm]	0.01 m	spessore tubo
t_plate	20[mm]	0.02 m	spessore piatto estruso
w_plate	50[mm]	0.05 m	larghezza piatto estruso
d_coil	15[mm]	0.015 m	diámetro spira
t_coil	2[mm]	0.002 m	spessore coil
s_accopp	8[mm]	0.008 m	distanza accoppiamento spira-workpiece
C_coil	$\pi \cdot d_{\text{coil}}$	0.04712 m	circonferenza spira
I_eff	2000[A]	2000 A	corrente effettiva (amperometro)
I_coil	$I_{\text{eff}} \cdot \sqrt{2}$	2828 A	ampiezza corrente nelle spire
p0	1[atm]	101300.0 Pa	pressione ambiente
T0	20[degC]	293.2 K	temperatura ambiente
T_fluid	30[degC]	303.2 K	temperatura fluido raffreddamento spira
U_fluid	1[m/s]	1 m/s	velocità fluido raffreddamento spira
frequenza	50000[Hz]	50000.0 Hz	frequenza della corrente
V_coil	0.48[m/min]	0.008 m/s	velocità avanzamento coil
L_coil	15[mm]	0.015 m	larghezza coil
w_coil	15[mm]	0.015 m	altezza coil
C_square	$2 \cdot L_{\text{coil}} + 2 \cdot w_{\text{coil}}$	0.06 m	perimetro coil rettangolare
passo	10[mm]	0.01 m	distanza spire solenoide
T_ast	900[degC]	1173 K	temperatura media austenizzazione completa
dT	30[K]	30 K	intervallo zona di transizione austenite (metà ampiezza)
N_coil	3	3	numero spire
h_coll	10[mm]	0.01 m	altezza concentratore di flusso

Figura 5.1) Settaggio di parametri, variabili e costanti.

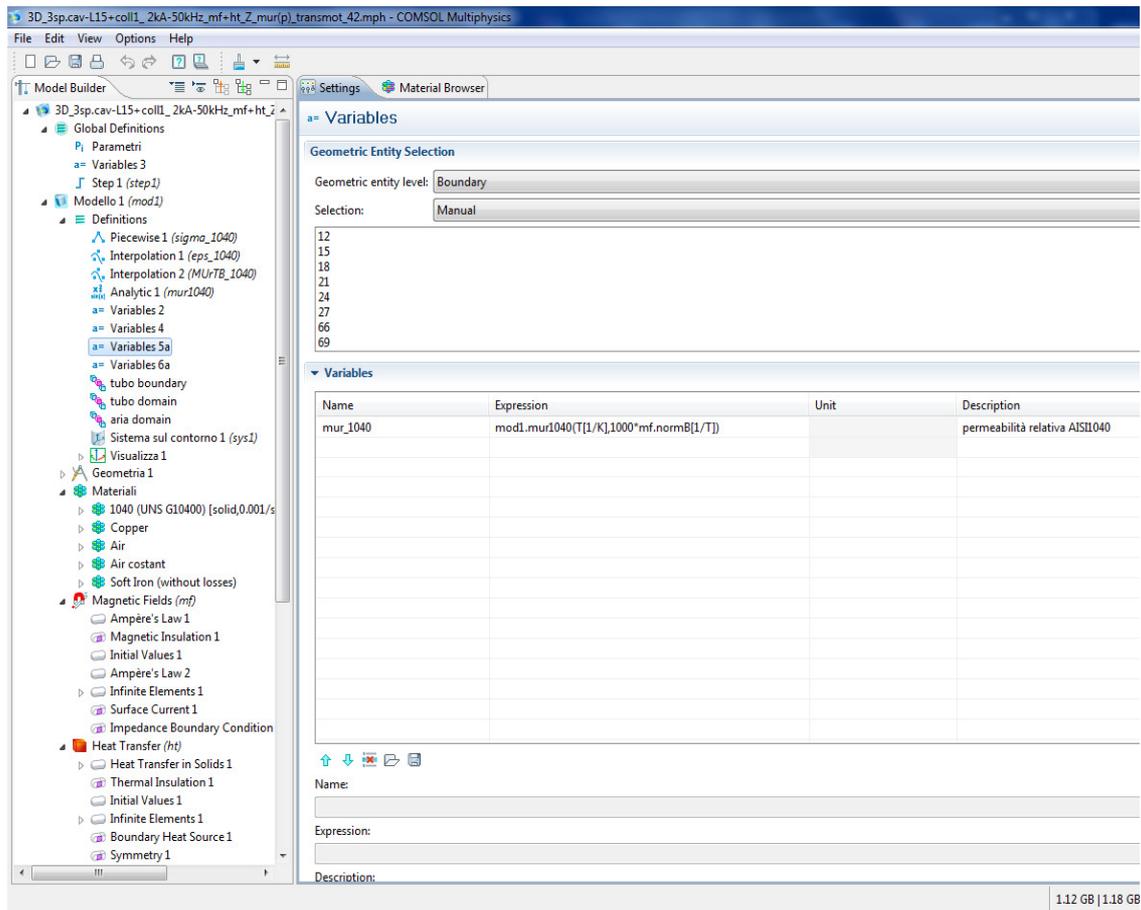


Figura 5.2) Inserimento della funzione permeabilità magnetica μ_r sperimentale.

Oltre alla definizione delle condizioni al contorno e delle equazione nei sottodomini (Fig.5.3), è importante la scelta dei solutori adatti ad un problema non lineare quale quello studiato ove la convergenza verso la soluzione – nonostante la scelta di utilizzare una discretizzazione con elementi lineari – può dimostrarsi ostica. Trattandosi di un modello multifisico che accoppia completamente due diversi fenomeni fisici, si utilizza un solutore segregato a due step: nel primo step viene risolto il campo vettore potenziale magnetico A (discretizzazione lineare) con metodi diretti; nel secondo step viene risolto il campo di temperatura e la trasmissione del calore (discretizzazione quadratica) con metodo iterativo.

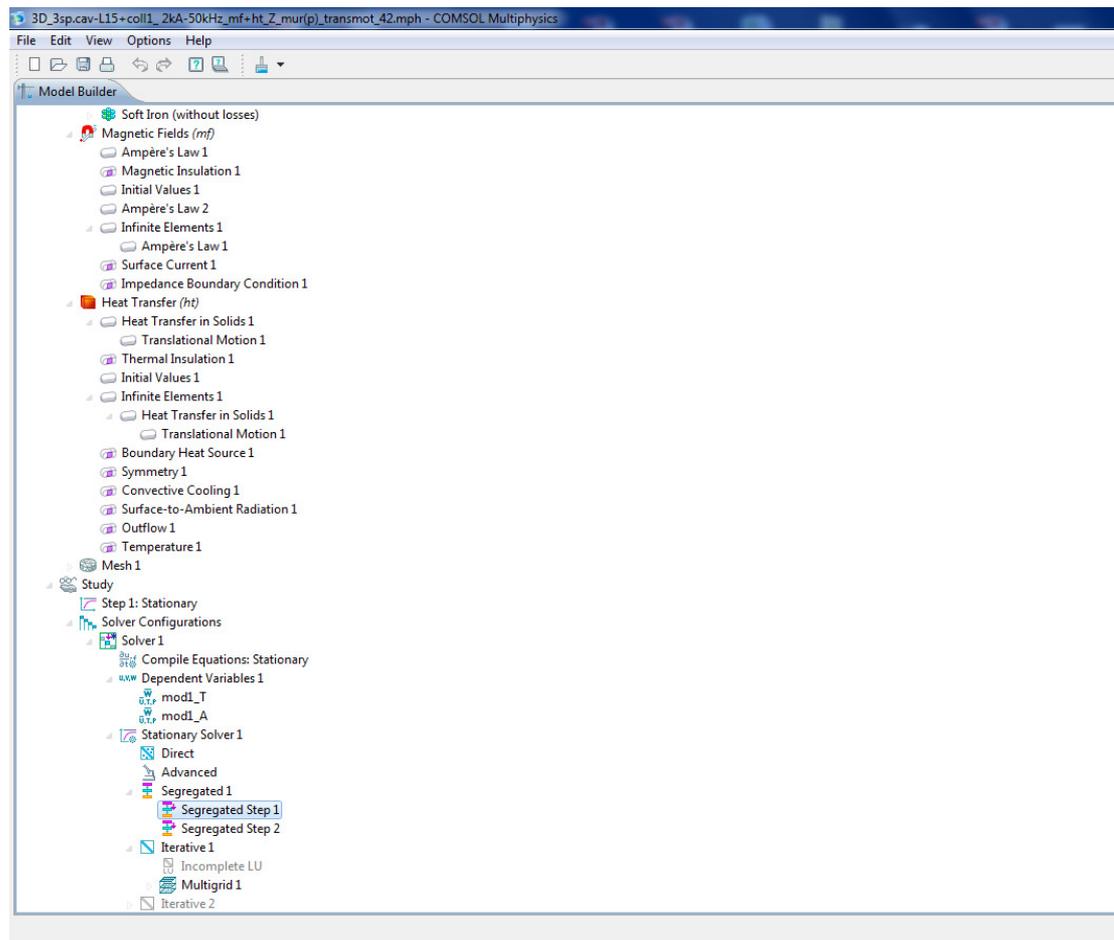


Figura 5.3) Panoramica sulle condizioni al contorno, equazioni nei domini, e solutore segregato.

5.2.1 Risultati della simulazione numerica scanning con Moving Mesh

Sono presentati nel seguito i principali risultati in forma di mappe grafiche – ottenute in output dal post-processore del codice – per i due modelli numerici ottimizzati a valle delle numerosissime sessioni di calcolo condotte. Si esporranno però prima brevemente i risultati di altri modelli che hanno rappresentato tappe intermedie importanti prima di giungere ai modelli definitivi.

Modello 3D con Moving Mesh

Questi risultati sono riportati solo per mostrare esemplificativamente l'approccio modellistico con *Moving Mesh*.

Riepiloghiamo i principali parametri e settaggi fissati per questo modello:

- induttore con **1 spira circolare**;
- spira in rame a sezione circolare cava $\varnothing 6\text{ mm}$ (tubo 1/8') raffreddate ad acqua;
- corrente efficace $I_{eff} = 5000\text{ A}$;
- frequenza della corrente $f = 7000\text{ Hz}$;

Si riporta la distribuzione superficiale delle temperature dopo diversi istanti di tempo.

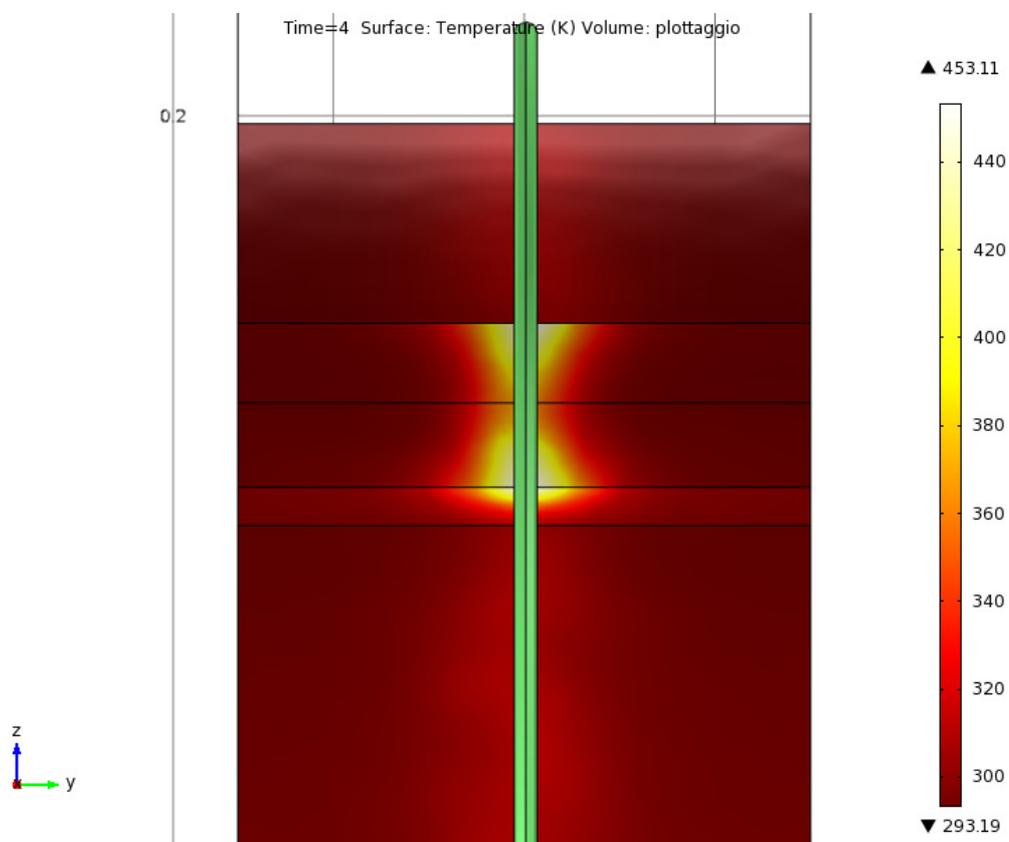


Figura 5.4) Distribuzione temperature dopo 4 secondi.

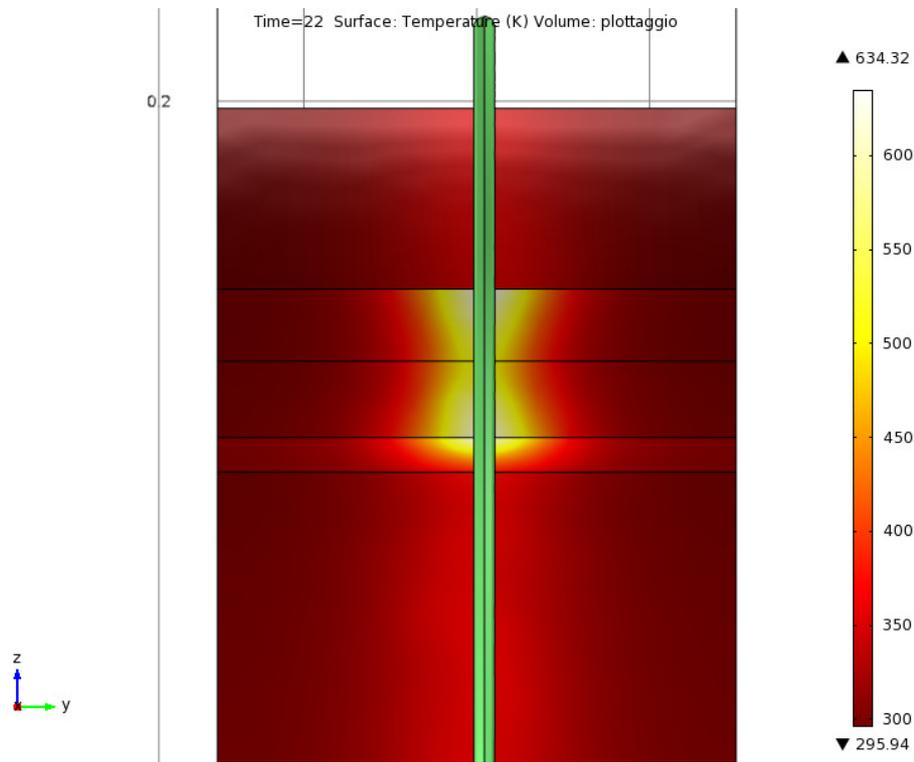


Figura 5.5) Distribuzione temperature dopo 22 secondi.

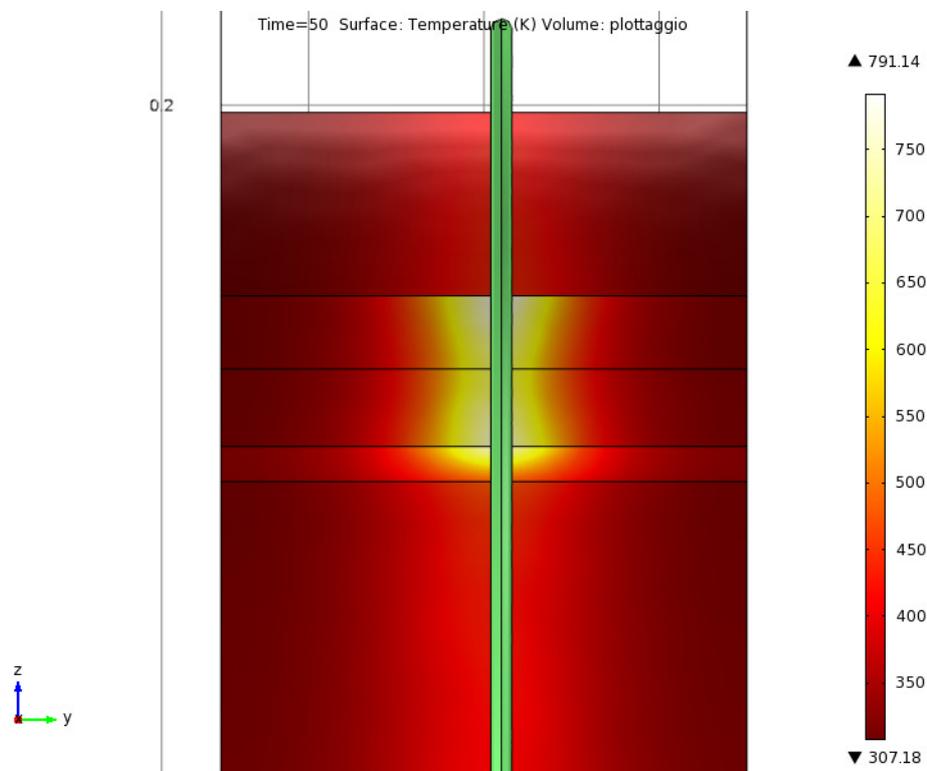


Figura 5.6) Distribuzione temperature dopo 50 secondi.

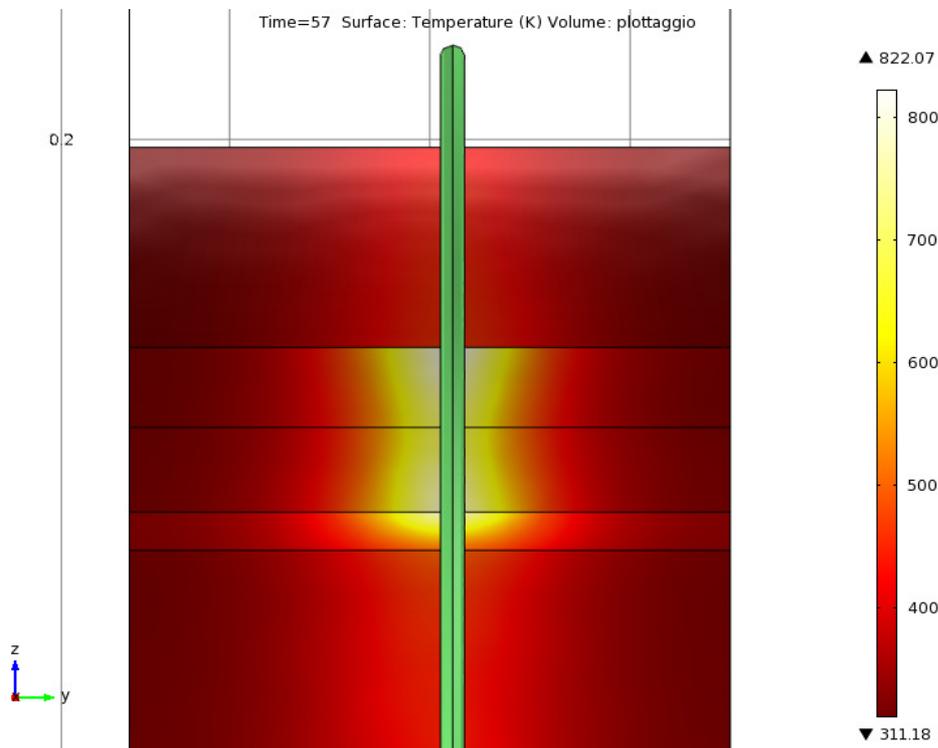


Figura 5.7) Distribuzione temperature dopo 57 secondi.

Confronto di modelli 3D con Heating Translational Motion e spire di sezioni diverse

Nei successivi tre modelli si confrontano i risultati per tre tipologie diverse di sezioni della spira. Alla fine sarà evidente che la sezione quadrata è da preferirsi, almeno per questa applicazione specifica. D'altronde dalla letteratura [5] è noto che le spire di sezione quadrata offrono numerosi vantaggi costruttivi e, soprattutto, concentrano più linee di flusso magnetico sulla superficie della parte (Fig.5.8).

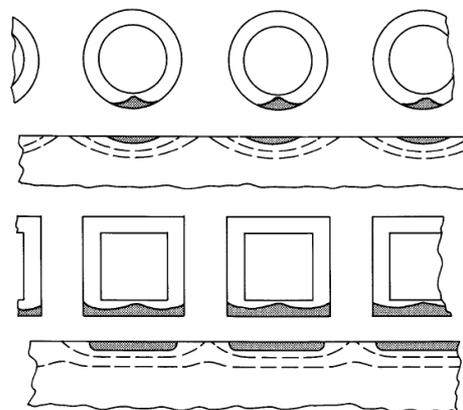


Figura 5.8) Confronto tra i flussi termici generati da spire circolari e spire quadrate.

Riepiloghiamo i principali parametri e settaggi fissati per questi 3 modelli:

- induttore con $N=3$ spire;
- (a) spire in rame a sezione circolare cava $\varnothing 15$ mm raffreddate ad acqua;
- (b) spire in rame a sezione rettangolare cava 10×20 mm raffreddate ad acqua;
- (b) spire in rame a sezione quadrata cava 15×15 mm raffreddate ad acqua;
- corrente efficace $I_{eff} = 2000$ A;
- frequenza della corrente $f = 25000$ Hz;

Per i tre modelli si riporta la distribuzione delle temperature sul piano diametrale a 30° (Fig.5.9), ricordando che questi modelli valutano il campo di temperatura considerando l'induttore in movimento ma in condizioni di regime.

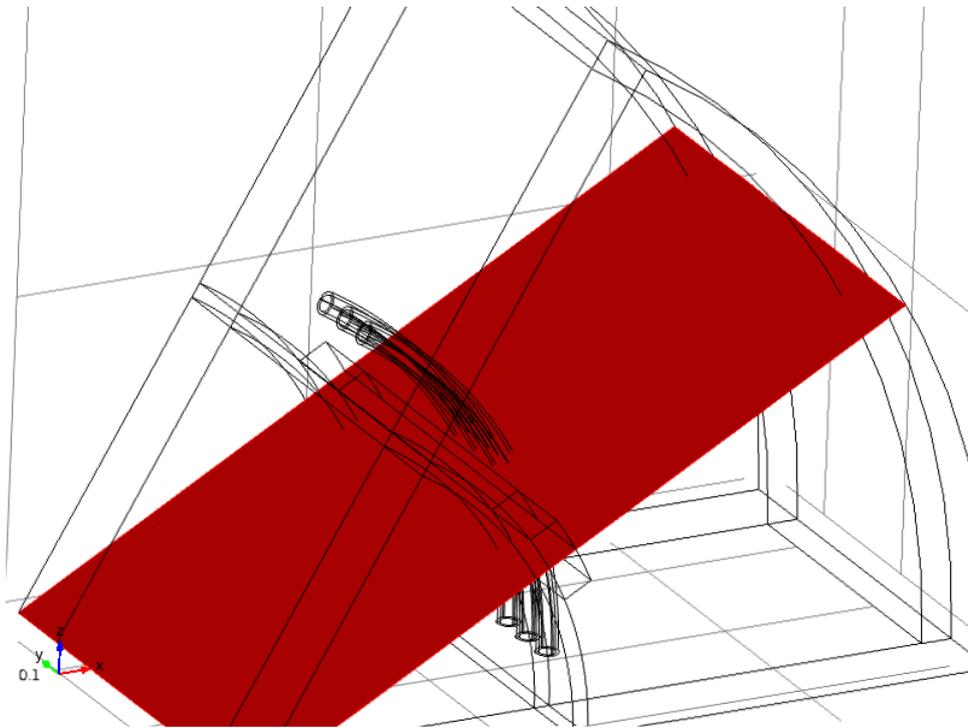


Figura 5.9) Piano diametrale del dominio di calcolo.

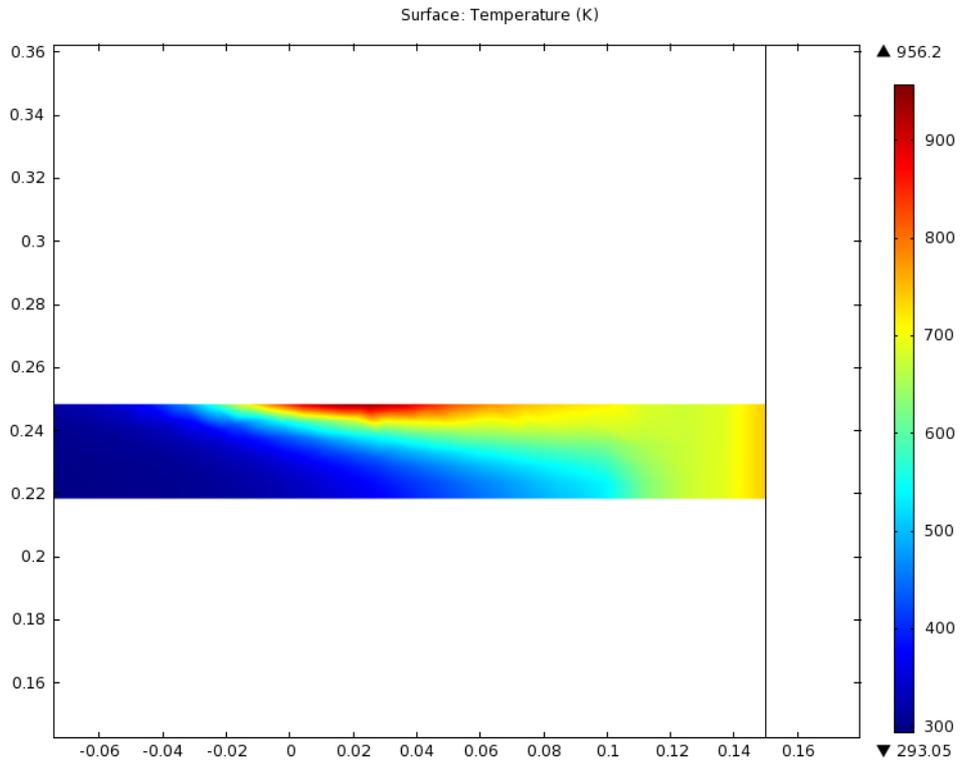


Figura 5.10) Temperature sul piano diametrale per spire circolari.

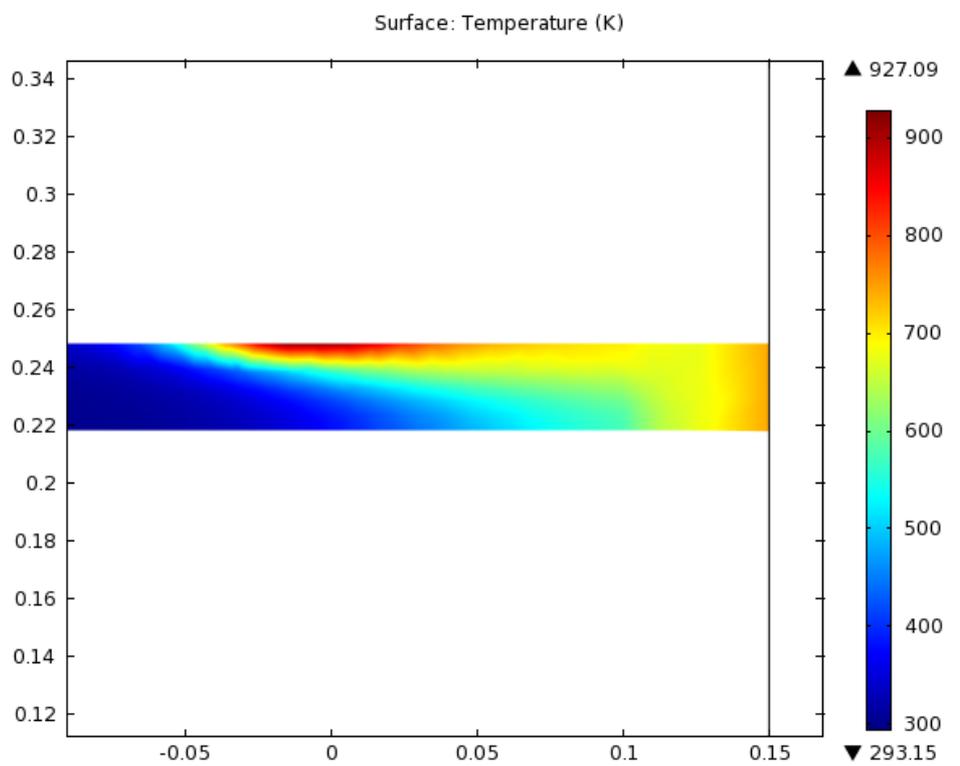


Figura 5.11) Temperature sul piano diametrale per spire quadrate.

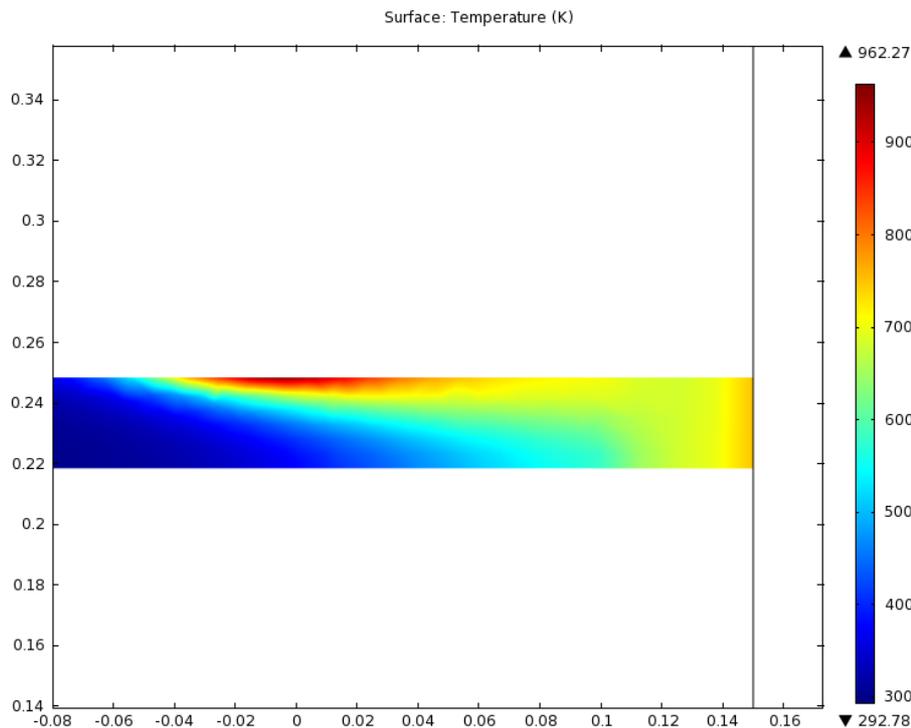


Figura 5.12) Temperature sul piano diametrale per spire rettangolari.

Va precisato che sebbene le spire rettangolari mostrano l'andamento di T più uniforme, e più elevato, la distanza tra le spire settata in questo modello è di soli 5 mm, contro i 10 mm dei due casi precedenti. Questa scelta si è resa necessaria perché le spire rettangolari poste a distanza di 10 mm conducevano – a parità degli altri parametri – ad un andamento delle temperature decisamente più basso.

5.3 MODELLI NUMERICI PER IL RISCALDAMENTO INDUTTIVO

In questo paragrafo si analizzano in dettaglio le mappe grafiche delle grandezze più significative per i due modelli numerici finalmente ottimizzati. Si mostrano anche i grafici degli andamenti delle temperature longitudinalmente e sugli spigoli soggetti a possibili surriscaldamenti. Si mostreranno infine le mappe della presunta frazione in volume di austenite che si forma a regime, in seguito alle trasformazioni metallurgiche causate dal repentino riscaldamento indotto dal campo elettromagnetico.

5.3.1 Modello numerico con Heating Translational Motion, senza concentratore di flusso

Questo modello numerico rappresenta un sistema induttivo il cui induttore è estremamente semplice, con 3 spire a sezione quadrata, e facilmente realizzabile nella pratica di officina.

Riepiloghiamo i principali parametri e settaggi a cui si è giunti per ottimizzare il modello:

- induttore con $N=3$ spire;
- spire in rame a sezione quadrata cava 15×15 mm raffreddate ad acqua;
- corrente efficace $I_{eff} = 2000$ A;
- frequenza della corrente $f = 50000$ Hz.
- velocità di avanzamento induttore $v = 8$ mm/s.

Si riporta innanzitutto la distribuzione superficiale delle temperature – ora in gradi Celsius – ricordando, ancora una volta, che l'induttore è in movimento ma si “fotografa” la situazione a regime: ciò che sta a monte dell'induttore (a destra) riguarda il materiale non ancora passato sotto di esso; ciò che sta a valle (a sinistra) riguarda il materiale già passato sotto l'induttore.

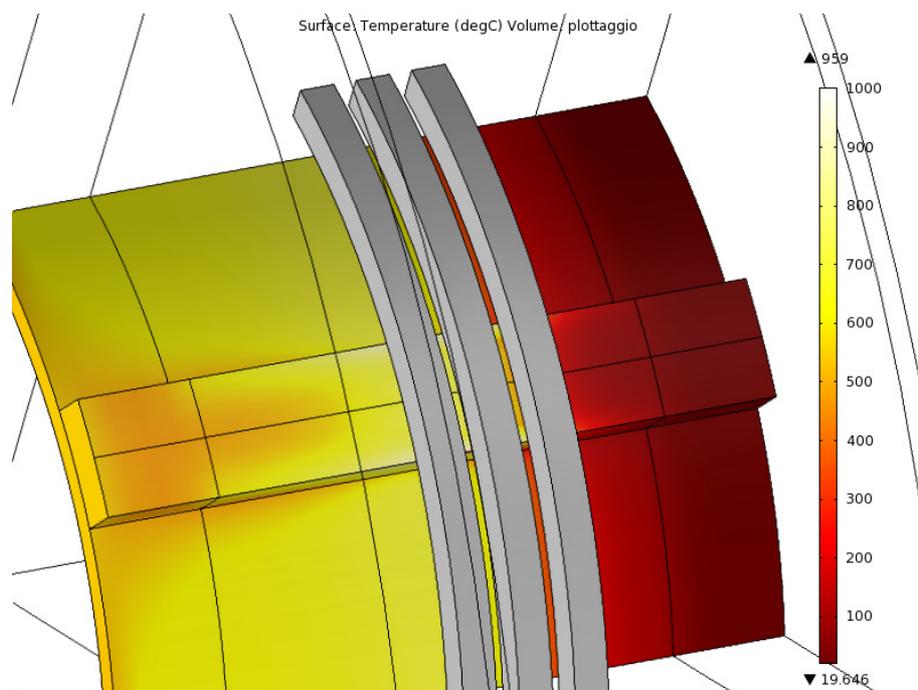


Figura 5.13) Distribuzione delle temperature a regime.

Si riporta la stessa mappa senza l'induttore e, successivamente, escludendo dal plottaggio gli spigoli dei domini esterni.

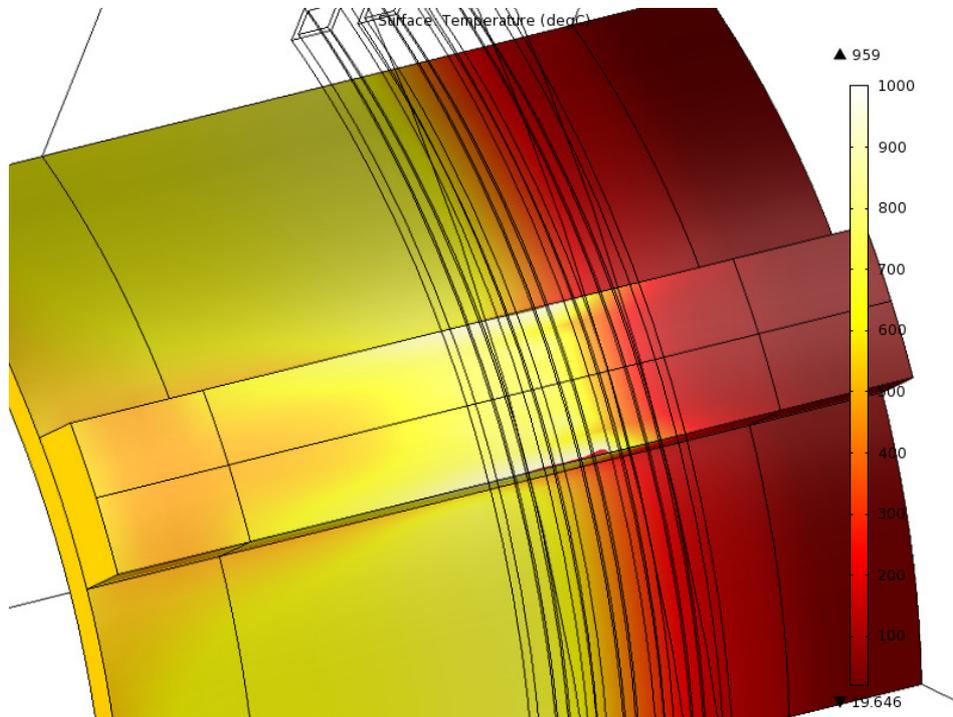


Figura 5.14) Distribuzione delle temperature a regime, escludendo l'induttore.

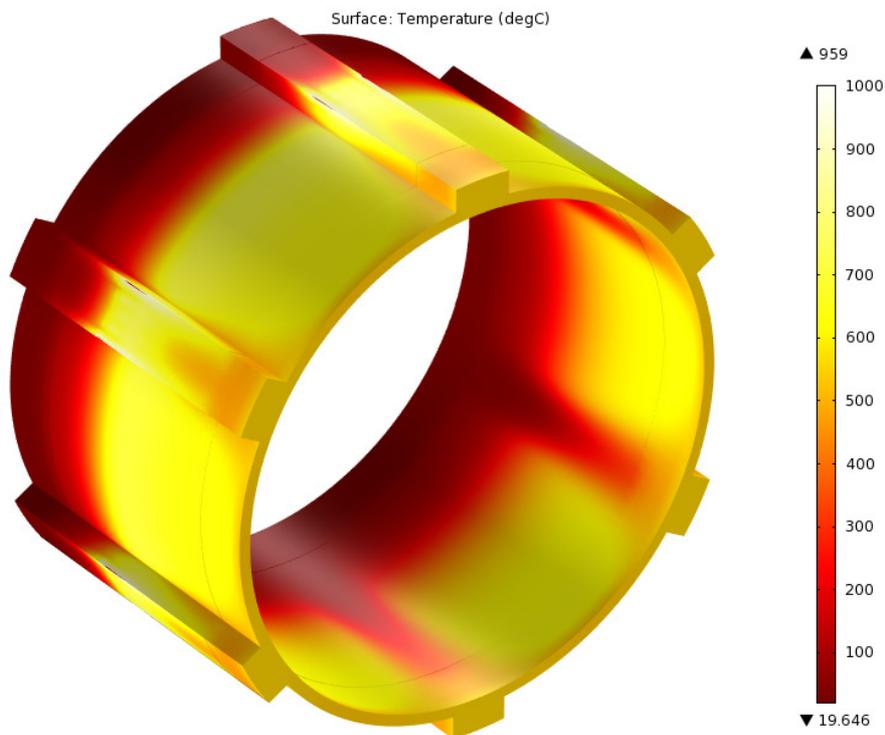


Figura 5.15) Distribuzione delle temperature a regime, sull'intero dominio.

Interessanti sono anche le superfici isoterme all'interno del manufatto.

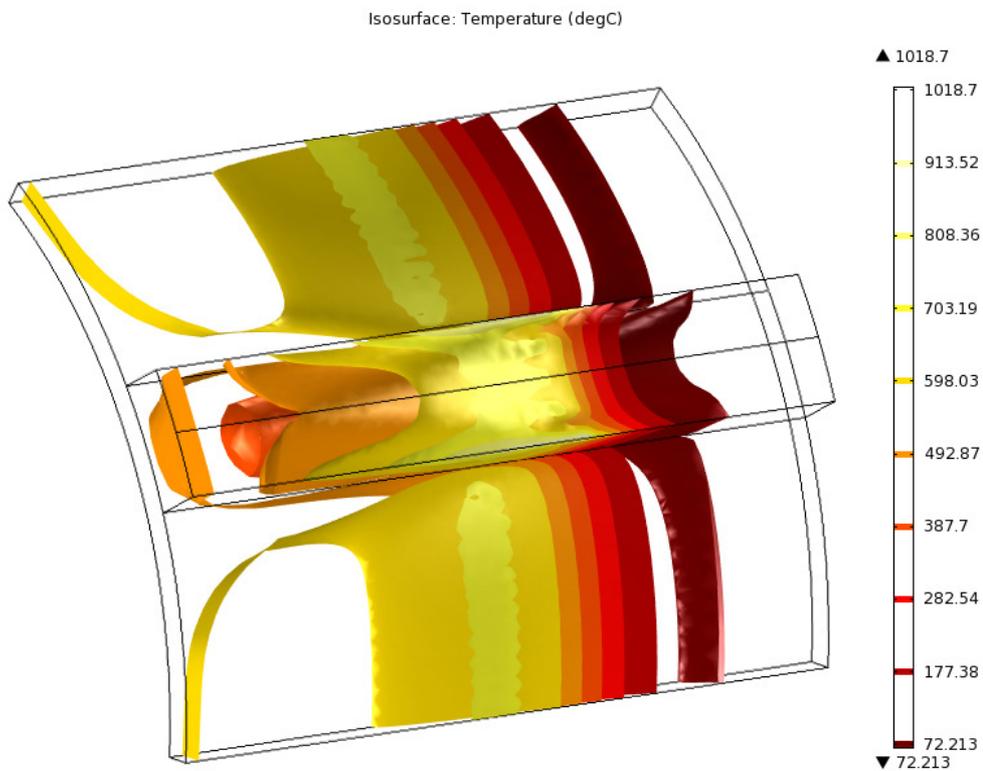


Figura 5.16) Superfici isoterme a regime.

Come si vede sono molto regolari a conferma della bontà del modello. Si riportano le temperature in sezioni trasversali e diametrali, ed in seguito l'andamento del campo magnetico e le sue linee di flusso.

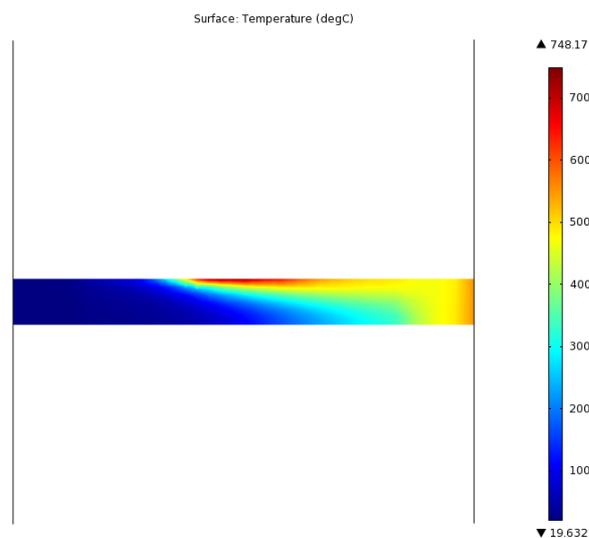


Figura 5.17) Temperature sul piano diametrale (come Fig.5.9).

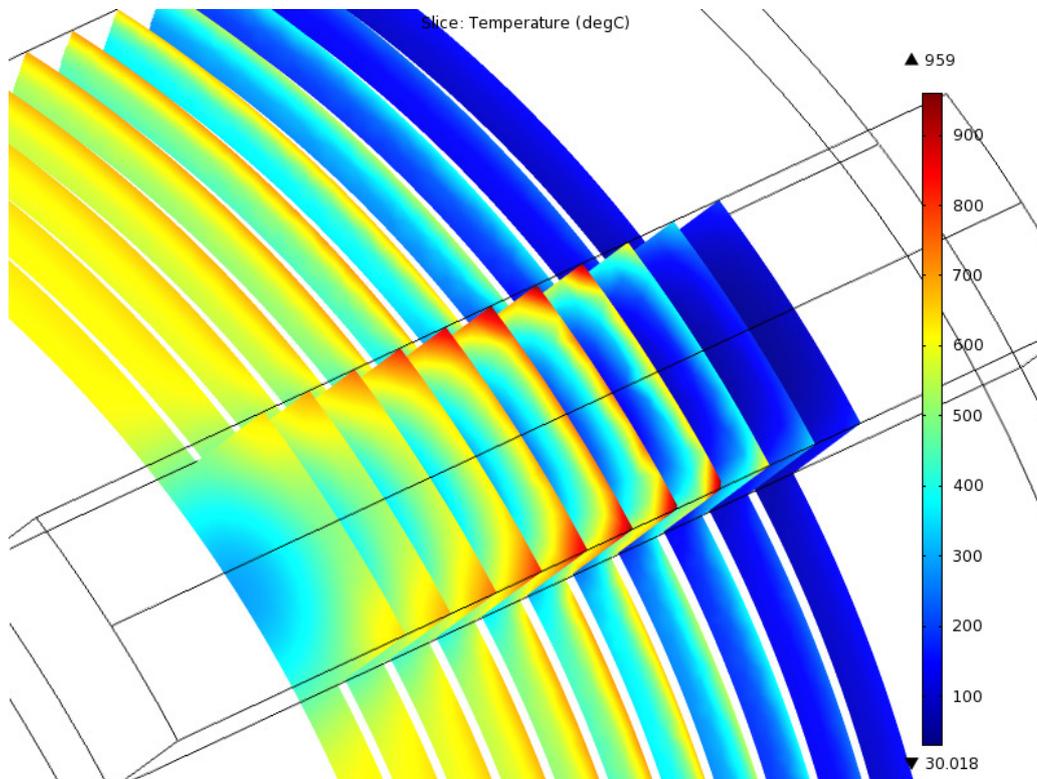


Figura 5.18) Temperature su piani trasversali a regime.

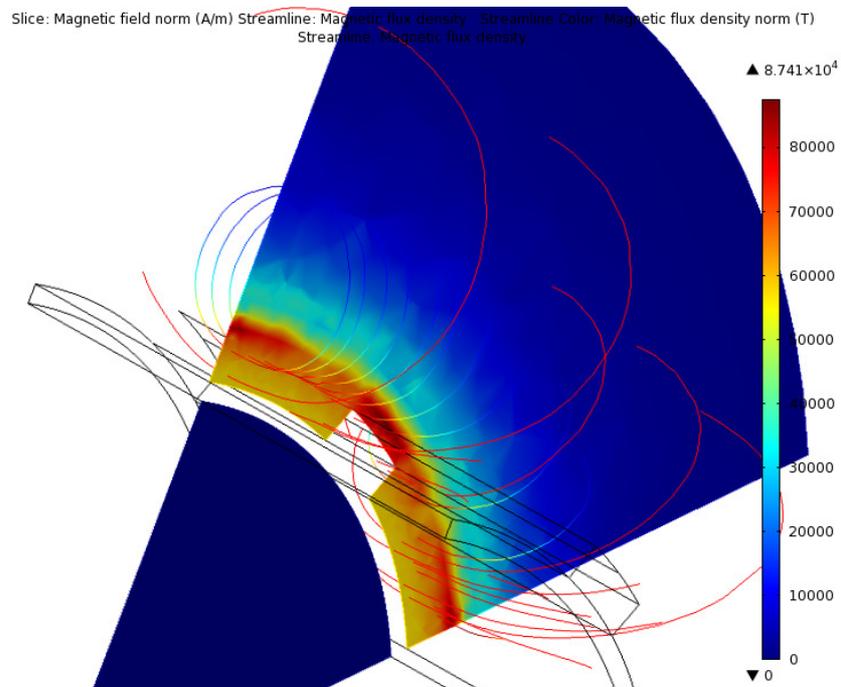


Figura 5.19) Andamento del campo H su un piano trasversale, e linee di flusso di B.

Ovviamente il campo magnetico non è definito nel dominio della parte metallica in ragione della presenza della condizione di impedenza al suo contorno. Di seguito le mappe per alcune grandezze fisiche calcolate dal solutore.

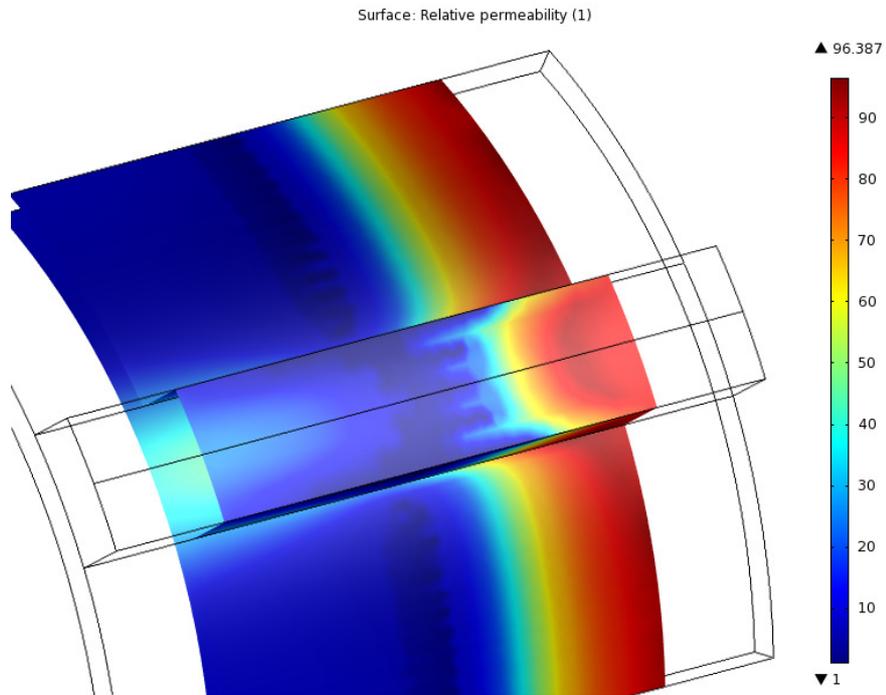


Figura 5.20) Andamento superficiale della permeabilità relativa del C40.

Dove la temperatura supera il punto di Curie la μ_r decade bruscamente.

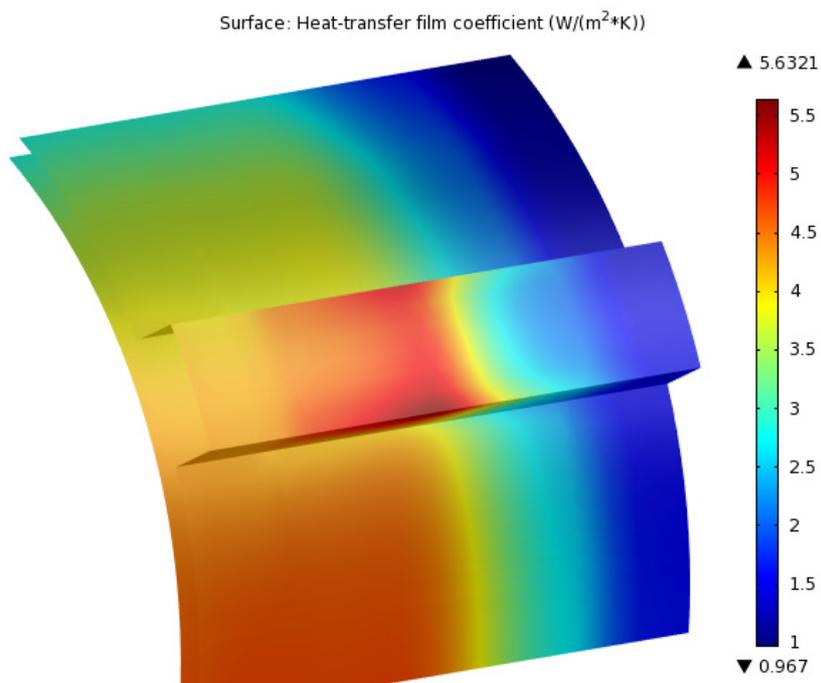


Figura 5.20) Andamento del coefficiente di scambio convettivo a regime.

L'ultimo grafico conferma, col valore di h limitato a $5.6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, il regime di convezione naturale sulla superficie del metallo. Di seguito si riportano gli andamenti di temperatura sugli spigoli caratteristici e critici.

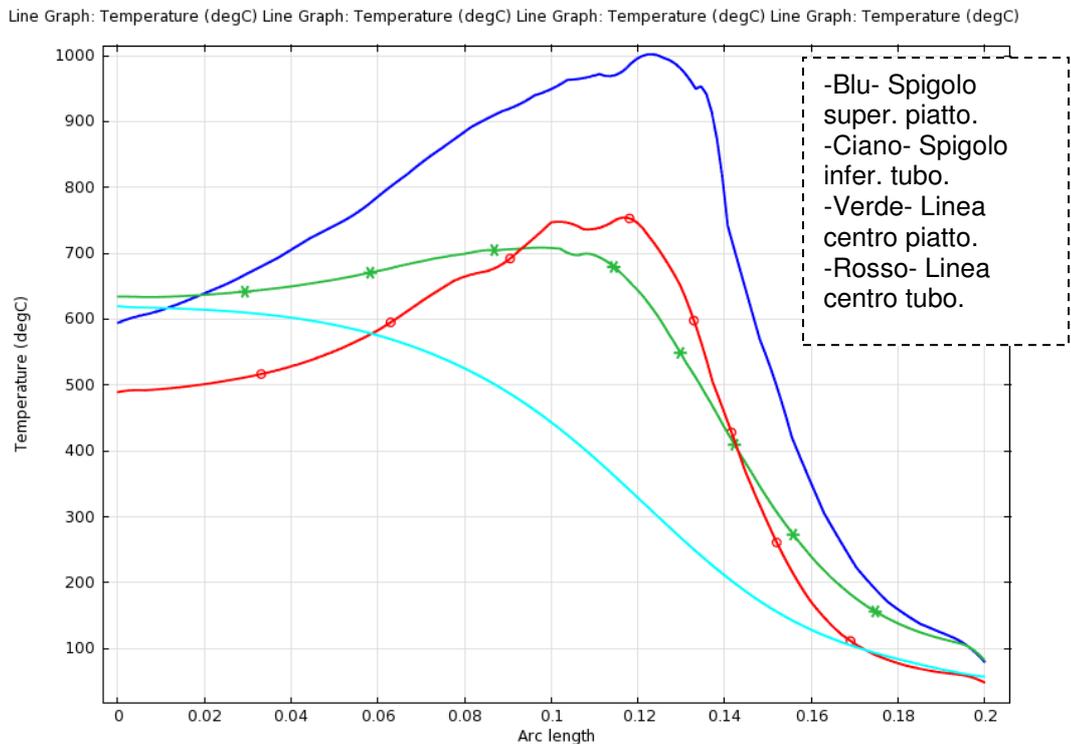


Figura 5.21) Andamenti della temperatura a regime lungo alcuni spigoli critici.

Da diagrammi di questo tipo è possibile risalire al tempo di mantenimento dell'acciaio a temperature superiori a quella di inizio austenitizzazione, nelle varie aree della superficie metallica. Ad esempio per lo spigolo superiore del piatto (linea blu), ipotizzando per l'acciaio in esame una temperatura di inizio trasformazione nelle condizioni di rapido riscaldamento tipiche del processo induttivo, pari a $Ac3=880^\circ\text{C}$, e considerando che a regime la lunghezza del tratto con temperatura superiore ad $Ac3$ è di circa 60 mm, ne risulta che – essendo la velocità di avanzamento di 8 mm/s – il tempo di mantenimento al di sopra di $Ac3$ è circa 7.5 secondi: valore in piena linea con quelli caratteristici del riscaldamento induttivo ottimale.

Da questo diagramma, siccome siamo in regime stazionario, è anche possibile ottenere la velocità di riscaldamento e quella di raffreddamento quando l'area di interesse è uscita dall'induttore. In pratica si eseguono delle semplici trasformazioni da un sistema

Langrangiano ad uno Euleriano. Ad esempio, sempre per lo spigolo superiore del piatto (blu) possiamo calcolare la velocità di riscaldamento a regime in questo modo: considerando che la lunghezza del tratto percorso nella fase di riscaldamento da 150°C ad $Ac_3=880^\circ C$ è pari a circa 50 mm, e considerando che questo tratto viene percorso alla velocità di avanzamento suddetta in circa 6.25 secondi, ne risulta una velocità di riscaldamento per i punti dello spigolo di circa $117^\circ C/s$, la quale è ancora in linea con i valori ammissibili per il riscaldamento induttivo.

Si mostrano infine le mappe con le presunte frazioni in volume di austenite formata a regime.

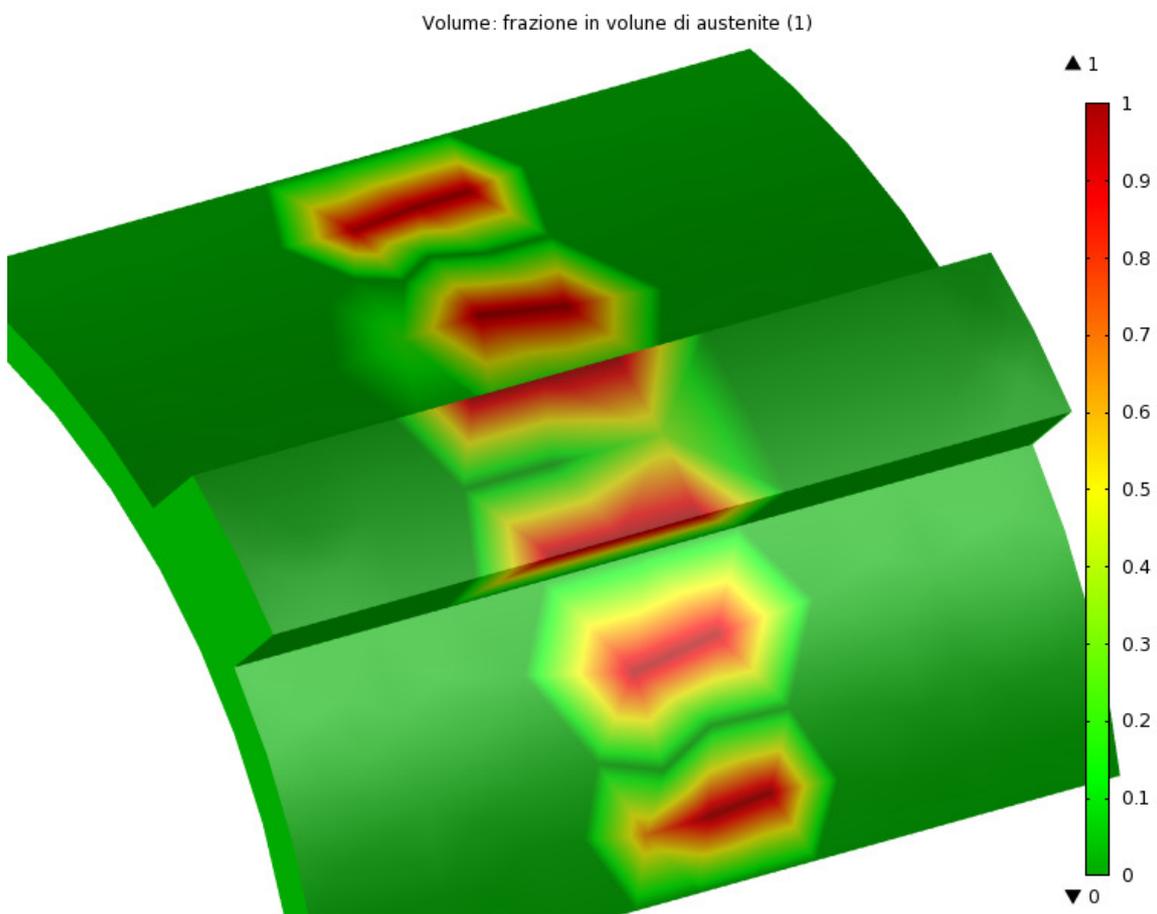


Figura 5.22) Frazione in volume di austenite: mappa superficiale.

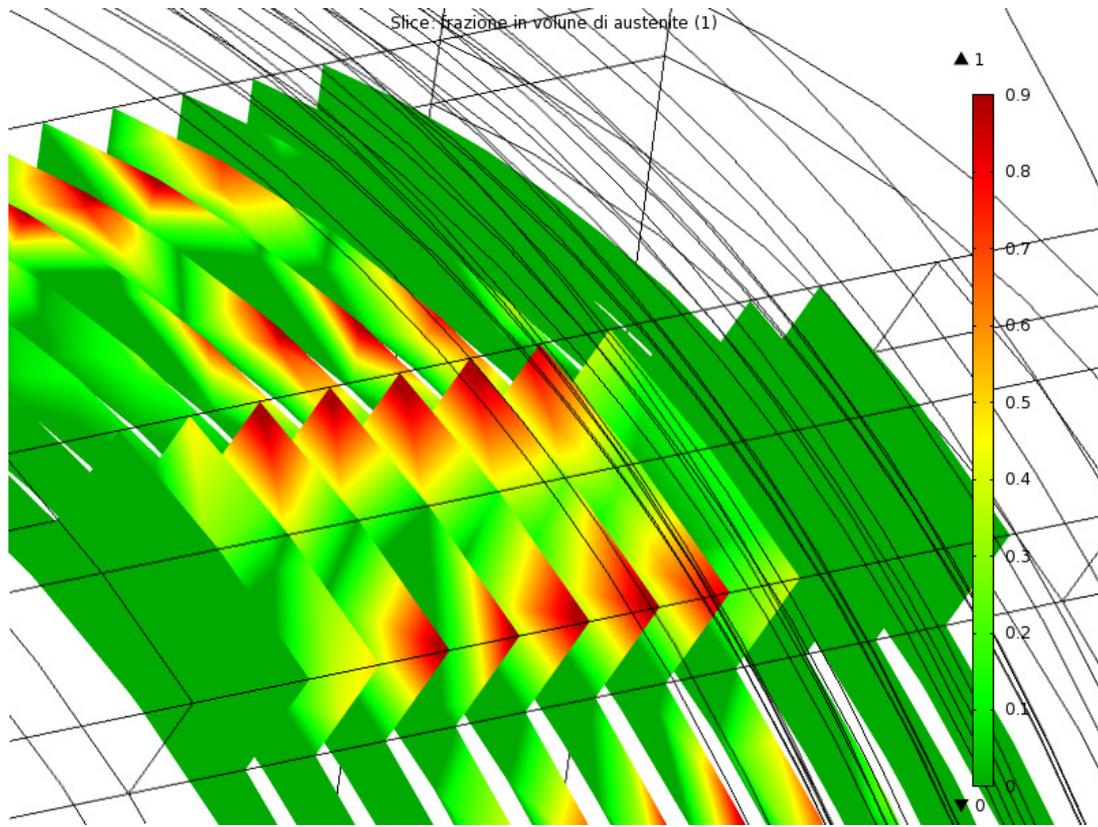


Figura 5.23) Frazione in volume di austenite: mappa su piani trasversali.

Nelle ultime due mappature il rosso indica la zona ove è la microstruttura si è trasformata completamente in austenite. Si ricorda che la problematica di usura delle guide delle aste telescopiche è in realtà localizzata proprio in corrispondenza degli spigoli superiori delle guide (piatti), quindi un'eventuale estensione della struttura martensitica anche ad altre zone potrebbe risultare inutile o addirittura dannosa. Si ricorda altresì che gli spigoli sono tali solo nella geometria semplificata importata nel modello numerico: in realtà su tali spigoli vi sono opportuni smussi a 45°.

Per completare l'analisi dei risultati di questo modello si riportano i valori calcolati dal codice per la densità massima di potenza specifica superficiale:

$$Q = 2.63 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$$

Integrando sulla superficie interessata al riscaldamento si ha una potenza:

$$P = 60000 \text{ W.}$$

Tali quantità possono essere confrontate con quelle empiriche riportate nelle tabelle del primo capitolo.

5.3.2 Modello numerico con Heating Translational Motion, e con concentratore di flusso

Come già accennato, l'uso dei concentratori di flusso o collettori consente di concentrare le linee di flusso del campo EM – e quindi la densità di potenza – sulla superficie della parte. Con l'obiettivo di aumentare l'efficienza del processo si è quindi aggiunto al modello numerico precedente un concentratore di flusso, valutando l'effetto per varie geometrie e dimensioni.

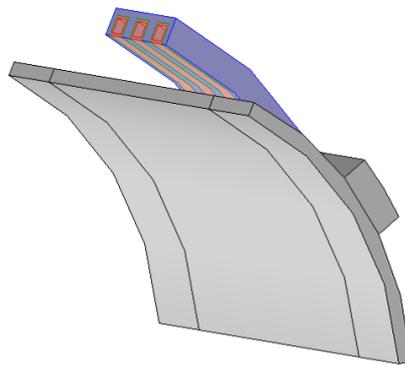


Figura 5.24) Configurazione standard per modello con concentratore di flusso.

Si è innanzitutto considerato una configurazione standard con il materiale concentratore che circonda le spire dell'induttore (Fig.5.24), così come le conoscenze empiriche suggeriscono, ma inaspettatamente nella configurazione che si è rivelata ottimale il concentratore è una semplice fascia di tubo – in sinterizzato di ferro – che avvolge l'induttore con un gap di 5 mm (Fig.5.25).

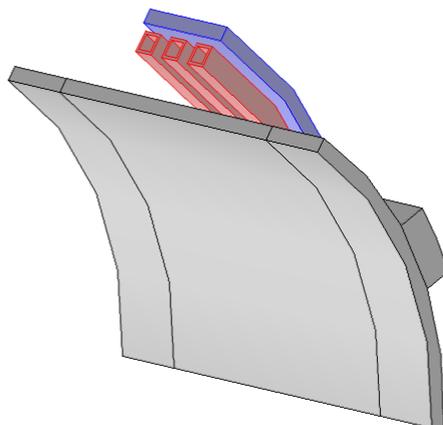


Figura 5.25) Configurazione ottimale per modello con concentratore di flusso.

Riepiloghiamo quindi i principali parametri e settaggi del modello ottimizzato in questa configurazione:

- induttore con $N=3$ spire;
- spire in rame a sezione quadrata cava 15×15 mm raffreddate ad acqua;
- corrente efficace $I_{eff} = 2000$ A;
- frequenza della corrente $f = 50000$ Hz.
- velocità di avanzamento induttore $v = 8$ mm/s.
- concentratore di flusso: tubo $\varnothing 286$ mm spessore 10 mm in sinterizzato di ferro.

Si riporta innanzitutto la distribuzione superficiale delle temperature, in gradi Celsius, precisando che nelle mappe il concentratore di flusso è rappresentato in wireframe per consentire una più agevole consultazione dei dati.

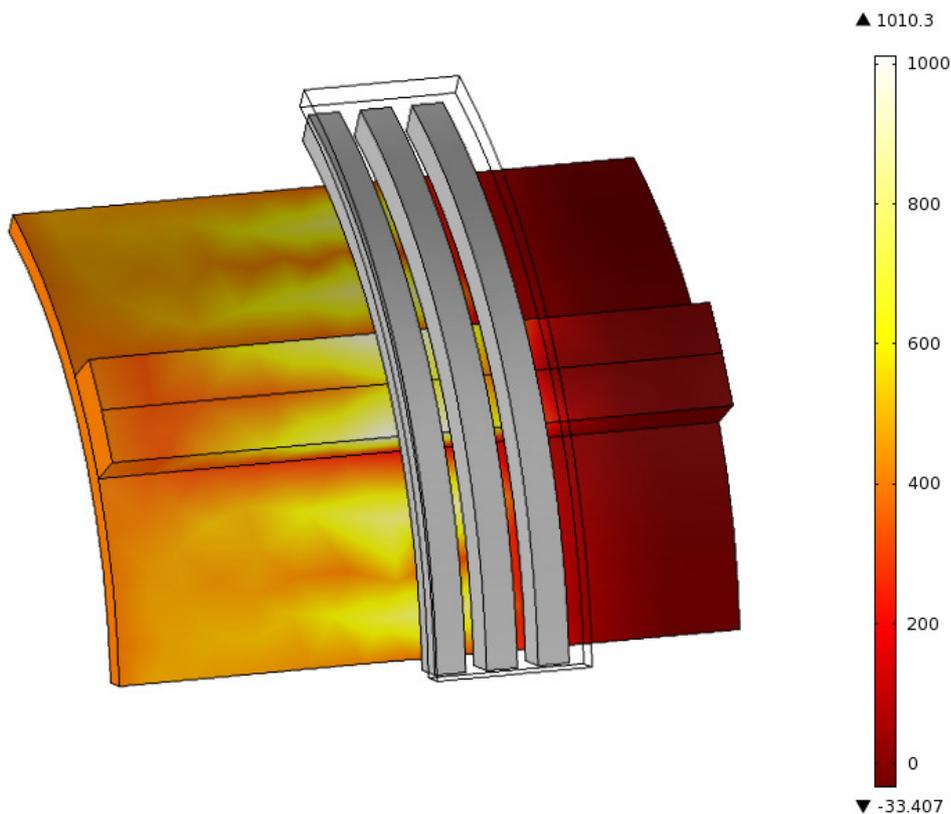


Figura 5.26) Distribuzione delle temperature [°C] a regime, con concentratore di flusso.

Si riporta la stessa mappa senza l'induttore e, successivamente, escludendo dal plottaggio gli spigoli dei domini esterni.

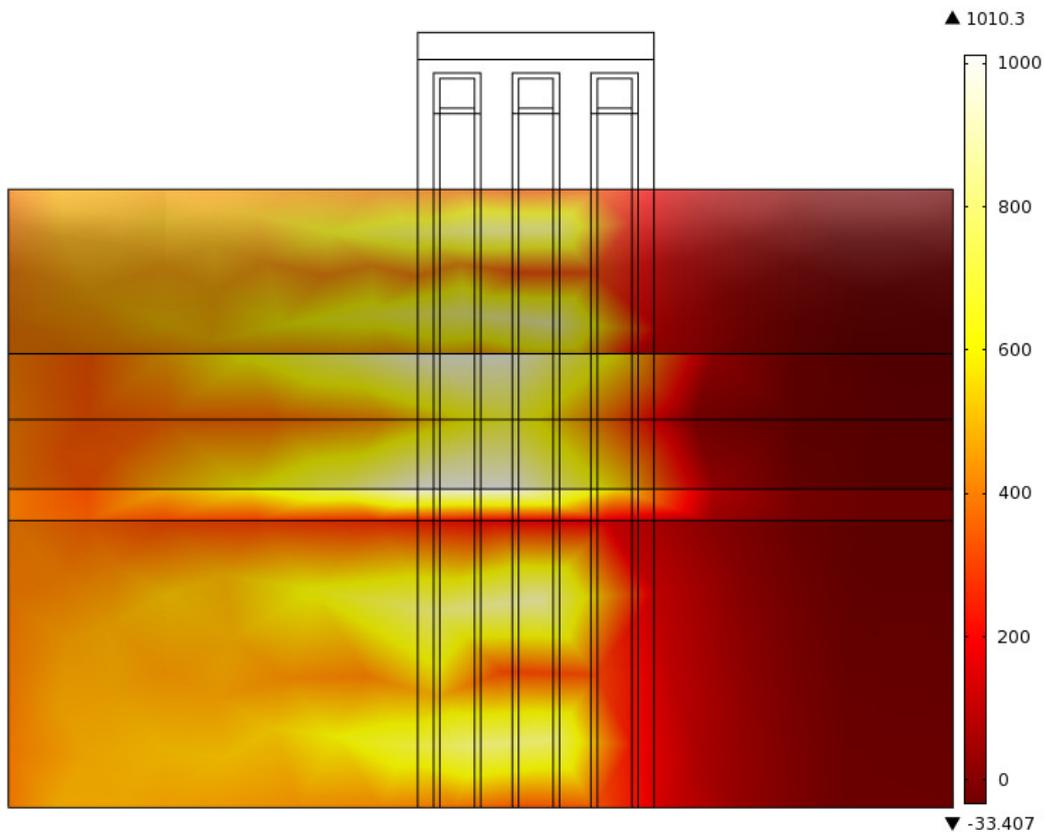


Figura 5.27) Distribuzione delle temperature [°C] a regime, escludendo l'induttore.

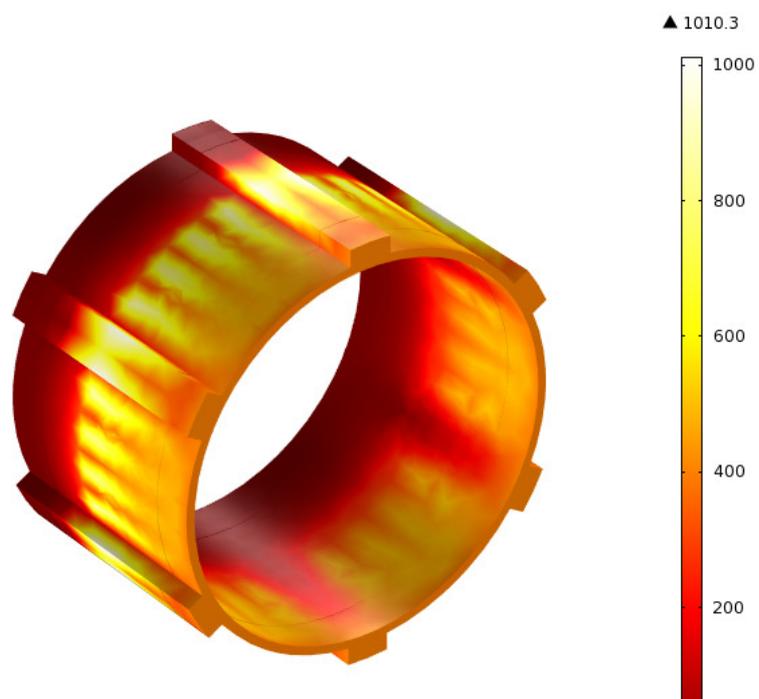


Figura 5.28) Distribuzione delle temperature [°C] a regime, sull'intero dominio.

In successione si riportano, come per il caso precedente, le superfici isoterme all'interno del manufatto, l'andamento delle temperature in sezioni trasversali e diametrali, ed in seguito l'andamento del campo magnetico e le sue linee di flusso

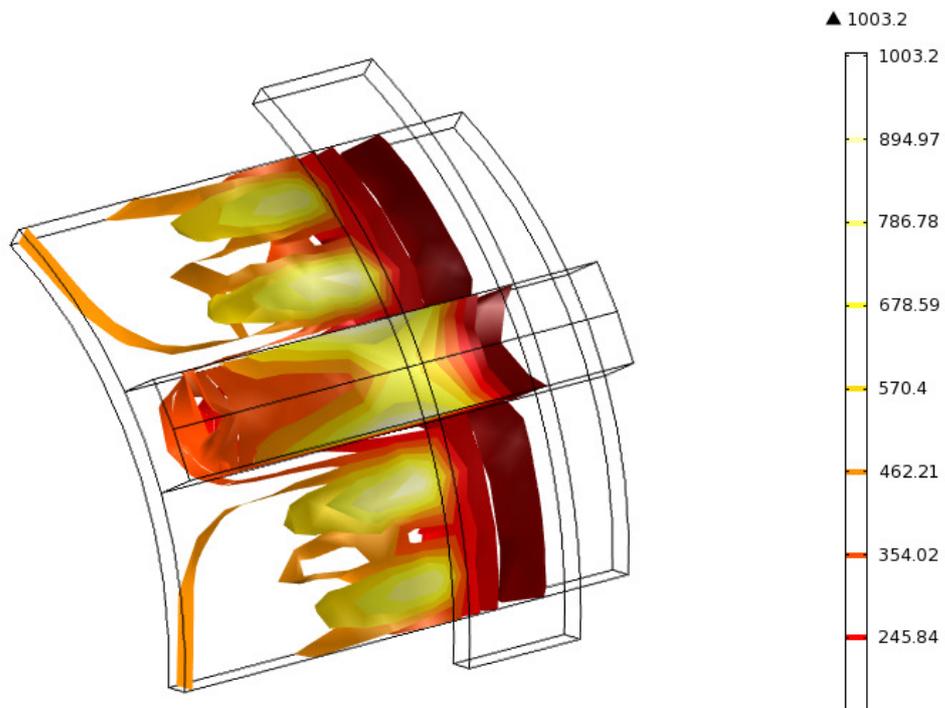


Figura 5.29) Superfici isoterme [°C] a regime, con concentratore di flusso.

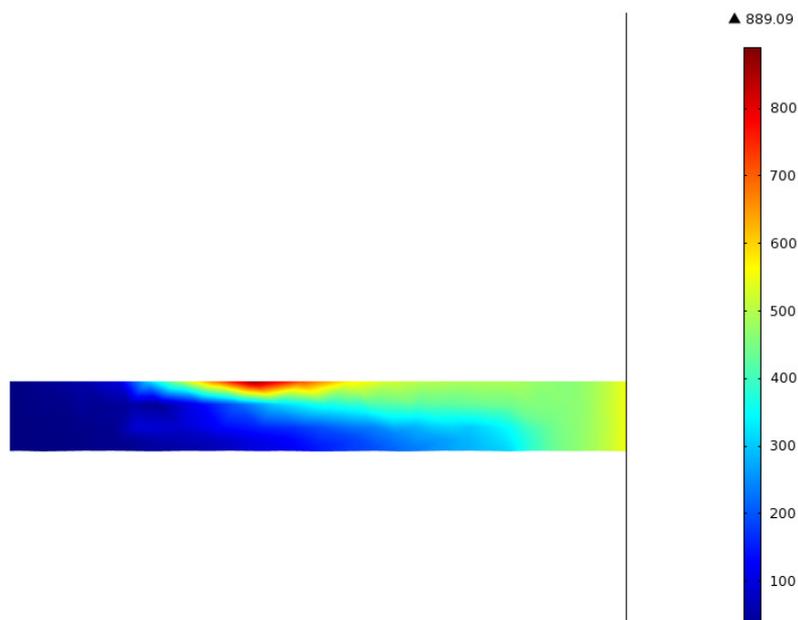


Figura 5.30) Temperature [°C] sul piano diametrale (come Fig.5.9).

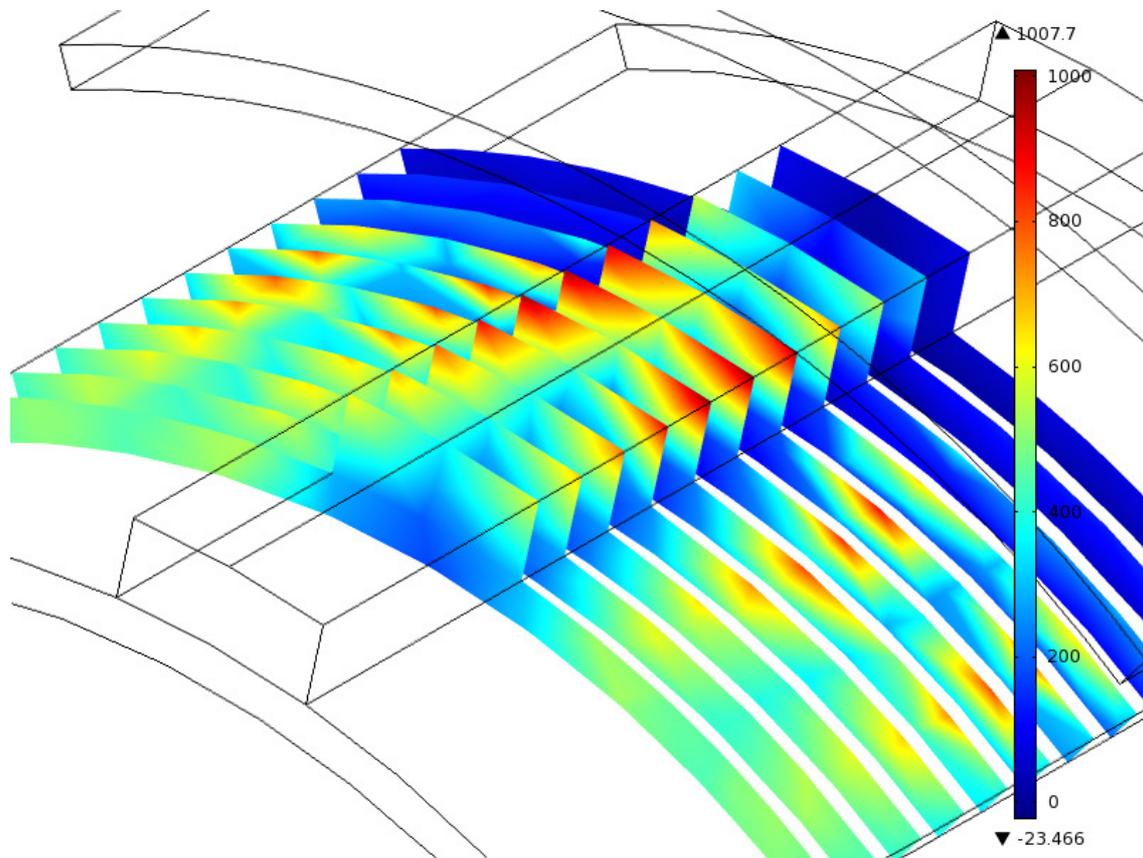


Figura 5.31) Temperature [°C] su piani trasversali a regime, con concentratore.

Slice: Magnetic field norm (A/cm) Streamline: Magnetic flux density Streamline Color: Magnetic flux density norm (T)
Streamline: Magnetic flux density

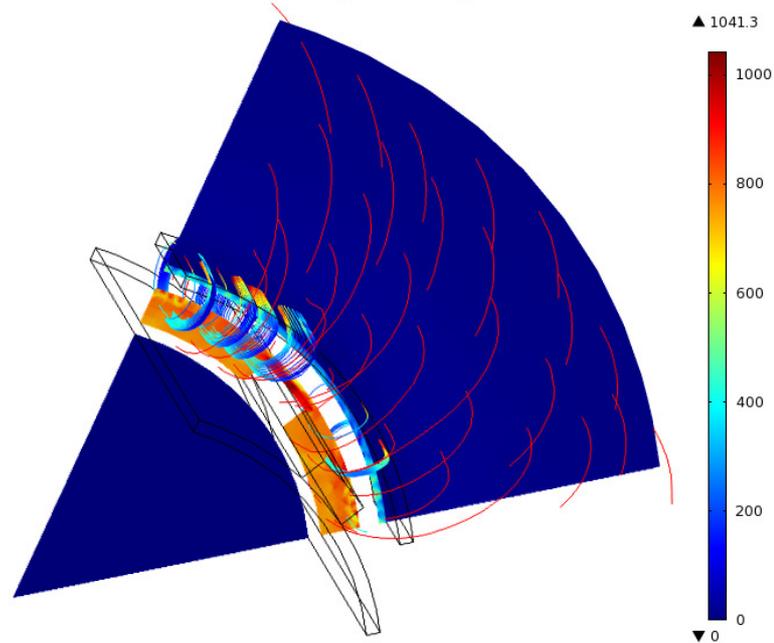


Figura 5.32) Campo H su un piano trasversale, e linee di flusso di B, con concentratore.

Le mappe precedenti, abbastanza intuitive nella loro interpretazione, mostrano ovviamente che la presenza del concentratore accresce e concentra spazialmente tutti i valori in output, ma introduce anche delle disomogeneità nelle distribuzioni: ad esempio le superfici isoterme sono molto meno regolari rispetto al caso senza collettore. Come ci si aspettava le linee di campo sono particolarmente addensate nel dominio del collettore. Invero la disuniformità delle precedenti mappe, ad esempio le “strisce” nell’andamento di temperatura, sono giustificate anche dalla maglia relativamente “larga” della griglia adottata in ragione della insufficiente potenza di calcolo a disposizione in PC desktop. Si evita di riportare le mappe per le grandezze fisiche già viste nel modello precedente e non influenzate dalla presenza del concentratore, mentre è interessante l’andamento della permeabilità magnetica relativo μ_r .

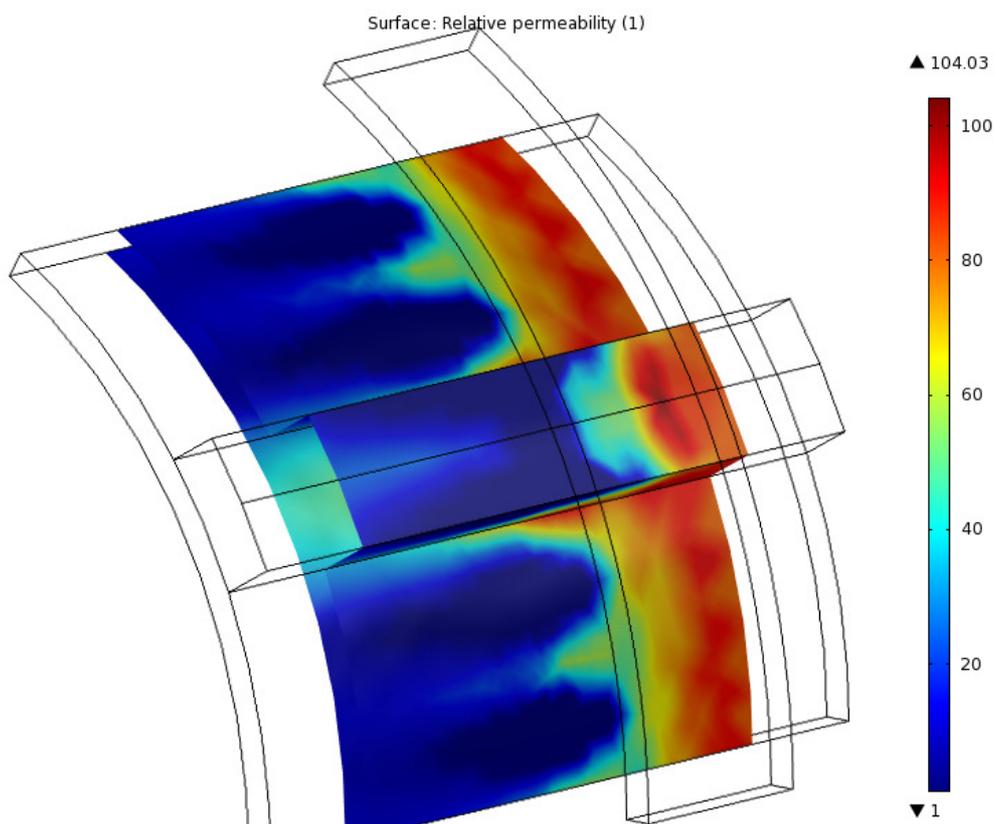


Figura 5.33) Andamento superficiale della permeabilità relativa del C40, in presenza di collettore.

Naturalmente μ_r decade al valore unitario se la temperatura supera il punto di Curie. Di seguito si riportano gli andamenti di temperatura sugli spigoli critici e caratteristici della parte.

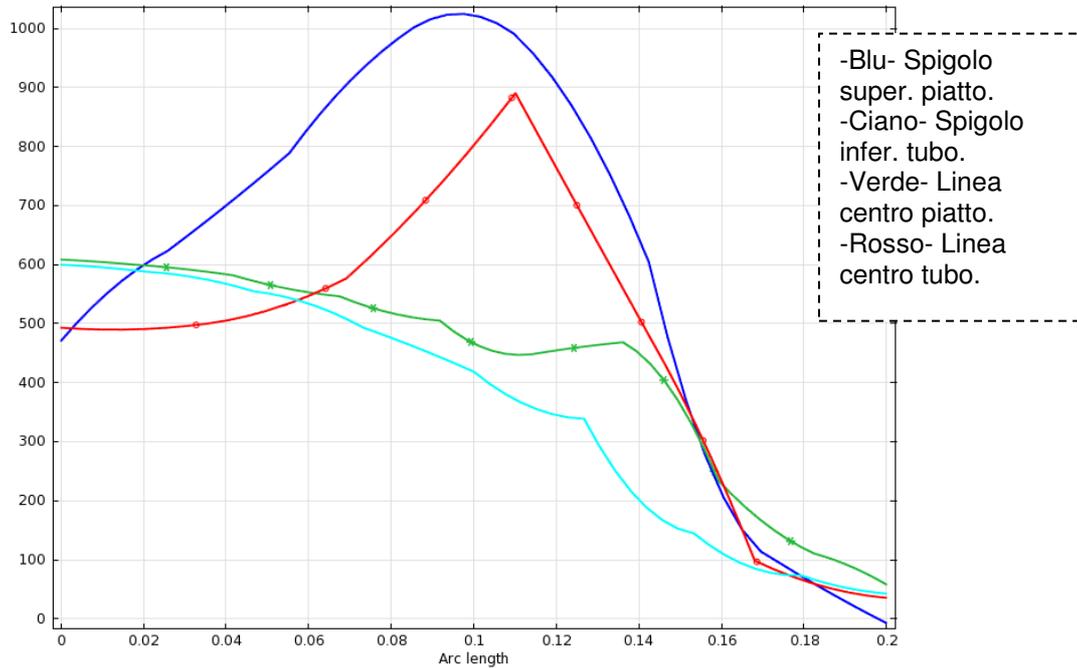


Figura 5.34) Andamenti della temperatura [°C] a regime lungo alcuni spigoli critici, con collettore.

Come nel modello numerico senza concentratore, è possibile risalire al tempo di mantenimento dell'acciaio a temperature superiori a quella di inizio austenitizzazione. Ad esempio per lo spigolo superiore del piatto (linea blu), ipotizzando ancora $Ac3=880^{\circ}C$, e considerando che a regime la lunghezza del tratto con temperatura superiore ad $Ac3$ è di circa 55 mm, ne risulta che – essendo la velocità di avanzamento di 8 mm/s – il tempo di mantenimento al di sopra di $Ac3$ è circa 7 secondi: valore leggermente inferiore al caso senza collettore.

Ancora per lo spigolo superiore del piatto (blu) possiamo calcolare la velocità di riscaldamento a regime: considerando che la lunghezza del tratto percorso nella fase di riscaldamento da $150^{\circ}C$ ad $Ac3=880^{\circ}C$ è pari a circa 40 mm, e considerando che questo tratto viene percorso alla velocità di avanzamento di 8 mm/s in circa 5 secondi, ne risulta una velocità di riscaldamento per tutti i punti dello spigolo di circa $146^{\circ}C/s$, sensibilmente superiore al caso precedente.

Si mostrano infine le mappe con le presunte frazioni in volume di austenite formata a regime.

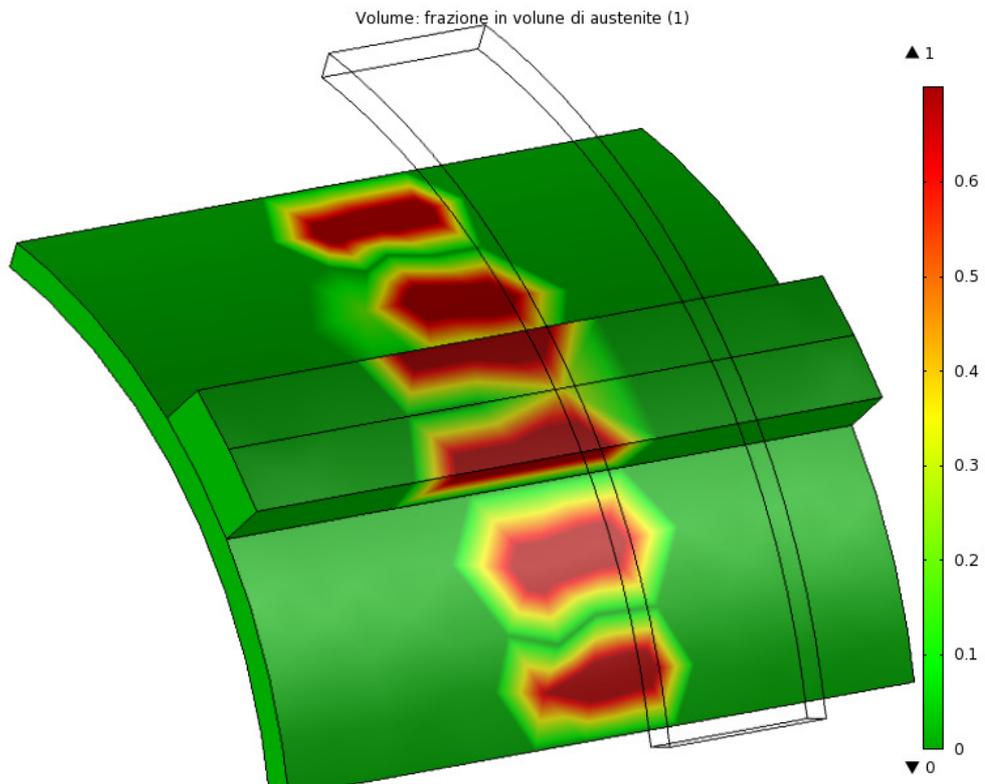


Figura 5.35) Frazione in volume di austenite: mappa superficiale, in presenza di collettore.

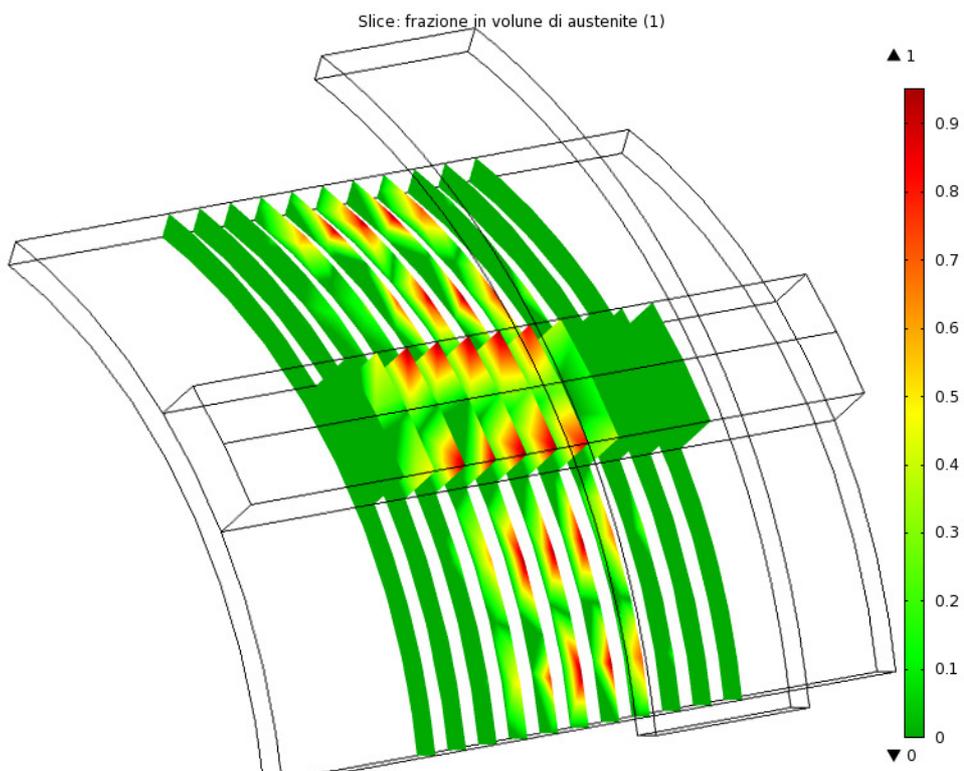


Figura 5.36) Frazione in volume di austenite, in presenza di induttore: mappa su piani trasversali.

Anche nelle mappe della presumibile frazione di austenite formata, sono evidenti le “striature” già osservate nella distribuzione spaziale della temperatura, e per esse si possono estendere le medesime considerazioni. In vero è bene precisare che, come più volte affermato, queste mappe sono ricavate da una analisi stazionaria: esse “fotografano” la situazione in un certo istante, mentre il sistema sta traslando. Ciò che sta a monte dell’induttore (a destra) riguarda il materiale non ancora passato sotto di esso; ciò che sta a valle (a sinistra) riguarda il materiale già passato sotto l’induttore. Nel caso specifico dei diagrammi della frazione di austenite si può immaginare di traslare le mappe stesse verso sinistra per avere una idea della zona superficiale che ha subito la trasformazione metallurgica: in pratica le bande rosse si allungano verso sinistra, e siccome sulla linea centrale della guida esse si toccano in un punto, ne risulta che tutta la superficie della guida presumibilmente subisce la trasformazione al passaggio dell’induttore.

Come fatto per il modello numerico precedente, si riportano i valori calcolati dal codice per la densità massima di potenza specifica superficiale:

$$Q = 1.72 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$$

Integrando sulla superficie interessata al riscaldamento si ha una potenza:

$$P = 62600 \text{ W.}$$

Come era logico aspettarsi la densità di potenza sulla superficie è di due ordini superiori, rispetto al modello senza concentratore di flusso, a causa della concentrazione delle linee di campo sulla superficie. La potenza massima totale è invece solo leggermente più alta perché la concentrazione del flusso riduce anche l’area ove circolano le correnti indotte, cioè l’area ove si ha la potenza dissipata e quindi la sorgente termica.

5.3.3 Analisi dei Risultati

L’obiettivo del lavoro svolto più che la determinazione dei parametri di riscaldamento ottimali – che necessitano sempre e comunque di una verifica sperimentale – è stata l’ottimizzazione di modelli numerici che possano simulare, con un setup semplice e con ridotto sforzo computazionale, il processo di riscaldamento induttivo di tipo *scanning* su manufatti di grosse dimensioni. Dal confronto tra i due modelli finali risulta chiaro che

L'utilizzo di un collettore di flusso posto attorno all'induttore consente di concentrare maggiormente sulla superficie del metallo la densità di potenza e , a parità di tutti i parametri fondamentali di ingresso (f , I , v), permette un riscaldamento più rapido ed efficiente, con temperature finali maggiori. I benefici di un concentratore di flusso vanno comunque verificati con prove pratiche perché dalla modellazione numerica emerge che una sorgente di calore così concentrata espone a maggiori rischi di surriscaldamento delle aree più esposte e dei punti critici sulla superficie, con tutto quello che ne consegue in termini di eccessivo accrescimento del grano austenitico, decarburazione, insorgenza di grandi tensioni residue. Inoltre, sebbene il concentratore di flusso si realizza sinterizzando polveri di ferro, ed è essenzialmente non conduttivo in maniera da evitare l'induzione di correnti parassite sulla sua superficie, esso è ovviamente un elemento caratterizzato da grande permeabilità magnetica che assorbe grandi quantità di energia elettromagnetica. L'inserimento di un concentratore di flusso in un sistema di riscaldamento induttivo richiede quindi inevitabilmente maggiori potenze installate, e maggiore energia assorbita dall'impianto di induzione.

CAPITOLO 6

CONCLUSIONI E SVILUPPI FUTURI

6.1 RISULTATI CONSEGUITI

I parametri del processo risultanti dai modelli numerici messi a punto per la simulazione del riscaldamento ad induzione, ed esposti nel precedente capitolo, possono essere confrontati con i parametri empirici di riferimento disponibili in letteratura sottoforma tabellare e/o grafica presentati nel Capitolo 1.

In generale si può constatare una buona corrispondenza tra i dati numerici ottenuti e quelli deducibili, per un processo ad induzione simile a quello oggetto di studio, dalle tabelle e dai dati sperimentali di riferimento. Questo dimostra che i modelli di simulazione sviluppati nell'ambito della ricerca da un lato confermano la bontà dei dati empirici raccolti da vari autori nel corso di questi ultimi anni, d'altro canto si possono ritenere i modelli numerici sufficientemente affidabili nel riprodurre il comportamento osservato nella realtà, viepiù in prospettiva di una possibile futura validazione sperimentale attraverso apposite campagne di prove ad hoc.

Assecondando l'obiettivo principale della ricerca, è stata quindi messa a punto una procedura di simulazione semplice ed affidabile in grado di predire l'evoluzione del riscaldamento ad induzione e, almeno grossolanamente, la trasformazione metallurgica in atto nel materiale sottoposto a riscaldamento. Ciò consente di avere a disposizione uno strumento di simulazione, frutto di un giusto compromesso tra affidabilità dei risultati e ridotto sforzo computazionale, in grado di valutare l'influenza dei parametri principali di input sul riscaldamento induttivo e sui risultati ottenibili a valle di esso. Questo strumento può essere facilmente e vantaggiosamente implementato in ambito aziendale, con evidenti benefici in termini di riduzione di tempi e costi di messa a punto di un processo induttivo, quale quello studiato, che richiede alte densità di potenza specifica.

6.2 SVILUPPI FUTURI

In un eventuale proseguo della ricerca teorica si dovrà innanzitutto “tentare” una implementazione numerica della tipica fase che segue il riscaldamento induttivo in un trattamento ad induzione, e cioè il raffreddamento dopo il passaggio dell’induttore. Invero, per quanto già spiegato nel corso di questa dissertazione, dalla simulazione si potranno sostanzialmente ottenere solo il tempo e la velocità di raffreddamento conseguente alla scelta della drasticità del processo (essenzialmente scelta del fluido e della tipologia di getto: doccia o spray) e con essi verificare sui diagrammi CCT la struttura finale presumibile. Il codice di calcolo adottato non consente invece la predizione delle trasformazioni metallurgiche in atto durante il raffreddamento, a meno di prevedere l’implementazione delle curve di trattamento in forma di tabelle parametriche e definire nel codice delle funzioni sul dominio che interpolino i dati termici diano in output le frazioni volumetriche dei componenti metallurgici finali. Anche la valutazione delle tensioni residue finali si rileva estremamente complessa, e richiede l’aggiunta al modello dei features disponibili nel modulo di Meccanica Strutturale dell’ambiente di simulazione. Naturalmente questo affinamento del modello numerico comporta, in virtù degli accoppiamenti necessari tra le diverse equazioni che governano i fenomeni studiati, una complessità notevole – in una geometria 3D – che può non essere gestibile su risorse hardware di tipo desktop.

Da un punto di vista pratico, noti i risultati dei modelli numerici esposti, cioè determinati i parametri ottimali per il riscaldamento dell’acciaio adoperato (*potenza, frequenza, velocità di avanzamento, geometria dell’induttore*), si può comunque già procedere ad una campagna di prove sperimentali che confermino i risultati ottenuti a valle delle simulazioni (*tempo di riscaldamento, temperatura finale, velocità di riscaldamento, frazione volumetrica di struttura austenitica, potenza superficiale specifica*).

A tal proposito si osserva che per ridurre i costi di una tale sperimentazione, non banale su manufatti di queste dimensioni, si potrebbe sempre operare su provini in scala

ridotta. Infatti in base alla Teoria della Similitudine è sempre possibile riprodurre un fenomeno fisico di un sistema reale con un sistema della stessa natura ma di differenti dimensioni. Nel caso specifico di modellazione dei campi elettromagnetici e termici, scelto un fattore di riduzione k si possono determinare le giuste correlazioni [7] dei parametri di input fondamentali (geometria, potenza, frequenza, velocità) che sussistono tra il sistema reale e quello ridotto. In particolare per il modello ridotto, rispetto a quello reale, devono essere soddisfatte le seguenti condizioni:

- Il modello deve avere la stessa geometria e la stessa distribuzione delle proprietà fisiche dei materiali
- La distribuzione relativa nel volume delle sorgenti di calore deve essere la stessa
- I numeri di Fourier ($Fo=at/L^2$), Kirpichev ($Ki=P_0L/kT_0$), e Biot ($Bi=\alpha L/k$) devono essere gli stessi per ottenere una similitudine nella distribuzione delle temperature.

Nell'ultima condizione si tratta di numeri che contengono il tempo t , la potenza P_0 , la conducibilità termica k , il coefficiente di scambio termico α , la temperatura di riferimento T_0 , e una dimensione geometrica caratteristica L .

In termini pratici per ottenere la similitudine in processi elettromagnetici e termici accoppiati, scelto un fattore di riduzione geometrica k , è necessario imporre [1]:

1. Una frequenza pari a $1/k^2$ volte la frequenza reale
2. Una potenza specifica superficiale pari a k^2 volte quella reale
3. Una potenza totale pari a k volte quella reale
4. Una corrente nell'induttore pari a k volte quella reale
5. Una scala temporale pari a k^2 volte il tempo reale
6. Un coefficiente di scambio termico α pari a $1/k$ volte quello reale.

6.3 IPOTESI DI IMPIANTO

Uno studio teorico e sperimentale dovrebbe sempre tendere ad una concreta applicazione pratica in ambito tecnologico ed industriale. Quindi lo studio di cui si è

dissertato potrebbe trovare la sua naturale conclusione in un'implementazione del processo in ambito aziendale.

A tal fine si potrebbe progettare e quindi realizzare un prototipo dell'attrezzatura necessaria per il riscaldamento ad induzione, in pratica una testa che circonda la superficie esterna del manufatto e che consiste di induttore (Fig.6.1) più sistema di ugelli dedicati al flusso di raffreddamento.

In realtà date le grosse dimensioni del manufatto – e quindi la sua superficie esterna – è da verificare la necessità o meno di un sistema per ottenere il raffreddamento di tempra.

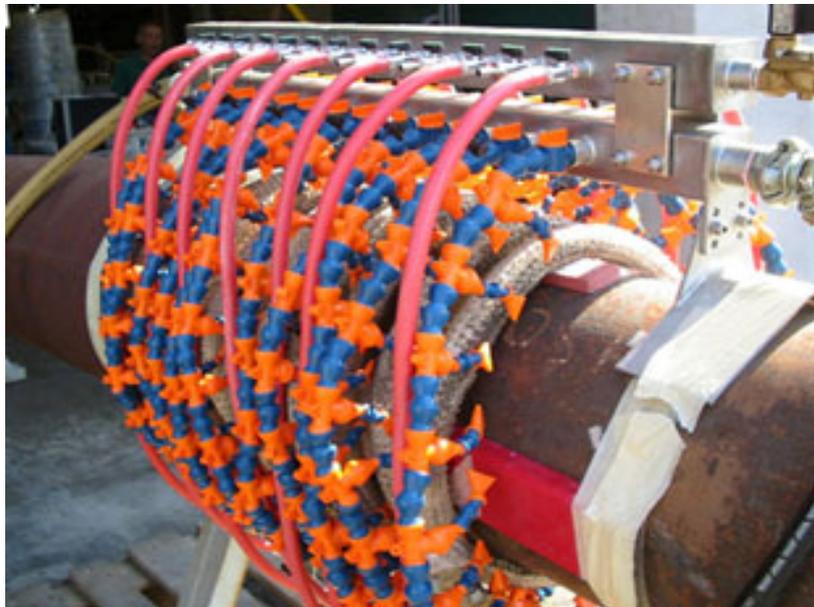


Figura 6.1) Esempio di testa commerciale per l'induzione

Trattandosi di un processo scanning l'ipotesi di impianto prevede che la testa induttiva debba avere un moto di avanzamento. Praticamente questa testa potrebbe essere dimensionata con guide tali da poter scorrere su un impianto standard per saldatura ad arco sommerso (Fig.6.2), sovente già disponibile presso le aziende che producono manufatti con spiccato sviluppo assiale.



Figura 6.2) Ipotesi di impianto per l'induzione Scanning

BIBLIOGRAFIA

- [1] Cemil Hakan Gür Jiansheng Pan. “Handbook of Thermal Process Modeling of Steels.” CRC Press Taylor & Francis Group. IFHTSE(international Federation for Heat Treatment and Surface Engineering.2009.
- [2] Edgar Rapoport Yulia Pleshivtseva.”Optimal control of Induction Heating Processes.” CRC Press Taylor & Francis Group.FL,2006.
- [3] Valery Rudnev – Don Loveless – Raymond Cook – Micah Black. “Handbook of Induction Heating”. Marcel Dekker, Inc. Usa, 2003.
- [4] Richard E. Haimbaug. “ Pratical Induction Heat Treating.” ASM International- The Materials Information Society. USA, 2001
- [5] S.Zinn – S.L. Semiatin. “ Elements of Induction Heating –Design, Control, and Applications.” ASM International. EPRI Electric Power Research Institute.1988.
- [6] M. Orfueil. “ Elettric Process Heating.” Battelle Press, 1987.
- [7] Tir L. and Chaikin P. “Physical modelling of high temperature induction heating of billets, in Proceedings of VNIIE TO, Research in Industrial Electroheat, no.4, Moscow, 1970.
- [8] Comsol Multiphysics, User manuals 2011.
- [9] George E. Totten. “Steell Heat treatment handbook.” Second edition. CRC Press Taylor & Francis Group.2006.
- [10] Alfio Quarteroni. “ Modellistica Numerica per Problemi Differenziali.”3° edizione. Springer, Milano, 2006.
- [11] NemKov V. “Resource Guide for Induction Heating.” CD-R, Fluxtrol Inc., 2006.
- [12] NemKov V. and Goldstein R. “Design principles for induction heating and hardening, chapter 15 in Handbook of Metallurgical Process Design, Totten G., Funatani K., and Xie L. Eds Dekker, New York, 2004.
- [13] NemKov V. “Frequency selection for induction heat treating operations.” J.Ind. Heating, Maj 2005
- [14] NemKov V., and Goldstein R. “Optmal design of internal induction coils, in Proceedings of HES-04, Heating by Electromagnetic Sourcea.” Padua, Italia, 2004.

- [15] Schwenk W. "Simultaneous dual frequency induction hardening." *J. Heat Treating Prog.*,35, 2003.
- [16] Nacke, B. and Wrona, E., New 3D simulation tools for the design of complex induction hardening problems, in *Proceedings of EPM International Conference*, Lyon 2003.
- [17] Nemkov, V.S. and Demidovich, V.B., *Theory and Calculation of Induction Heating Devices*, Leningrad, Russia, Energoatomizdat.
- [18] Nacke, B. and Wrona, E., New 3D simulation tools for the design of complex induction hardening problems, in *Proceedings of EPM International Conference*, Lyon 2003.
- [19] Nemkov, V.S. and Goldstein, R.C., Computer simulation for fundamental study and practical solutions to induction heating problems, in *Proceedings of the International Seminar on Heating by Internal Sources*, Padua, Italy, 2001.
- [20] Dolezel, I., et al., Overview of selected numerical methods for computation of electromagnetic and other physical fields in power applications, in *Proceedings of the International Conference. on Research in Electrotechnology and Applied Informatics*, Katowice, Poland, 2005.
- [21] Nemkov, V., Goldstein, R., and Ruffini, R., Optimizing axle scan hardening inductors, in *Proceedings of HES-04, Heating by Electromagnetic Sources*, Padua, Italy, 2004.
- [22] Demidovich, V., Tchmilenko, F., and Malyshev, A., Effective 3D model for the induction heating of flat products, in *Proceedings of HES-04, Heating by Electromagnetic Sources*, Padua, Italy, 2004.