

## 6.4 APPLICAZIONI A GENERATORI A PLASMA NON UNIFORME

La conversione MHD realizzata facendo uso di plasma uniforme presenta resistenze interne troppo elevate siccome la temperatura massima del gas ionizzato entro il canale e' imposta da limiti tecnologici. Piu' precisamente, in un impianto MHD a circuito aperto la temperatura all'ingresso del canale e' di 2900-3000 K, mentre quella all'uscita del condotto e' di 2300-2400 K. Di conseguenza, l'estrazione entalpica del sistema non puo' essere piu' elevata di 0.2. Ne segue che sebbene l'efficienza di un impianto combinato MHD-vapore sia molto alta, il basso valore di estrazione entalpica del generatore MHD rappresenta un limite del sistema. Così sono state condotte attività di ricerca allo scopo di valutare la possibilità di realizzare la conversione MHD facendo uso di plasma non uniforme. A questo scopo puo' essere utilizzato un canale lineare in cui viene fatto scorrere un flusso di plasma "freddo" nel quale, concentrate in regioni sottili, sono localizzate "vanes" di plasma ad alta temperatura. La Fig. 6.4.1 descrive lo schema dell'impianto e la Fig. 6.4.2 mette in luce le plasma vanes, ottenute mediante scariche elettriche concentrate prima che il flusso di gas raggiunga l'imbocco del canale. La forza di Lorentz  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  agisce sulle clot di plasma caldo decelerandole, mentre il plasma freddo e' indotto ad espandersi fra le clot medesime esercitando una spinta in direzione opposta: la conversione MHD si realizza attraverso l'interazione di queste due forze. Il principio di funzionamento di un generatore MHD a plasma non stazionario finisce con l'essere, in definitiva, lo stesso di una turbina a gas. Inoltre, le plasma vanes restano attive anche per valori di temperatura del plasma "freddo" molto bassi e cio' si traduce in un piu' ampio intervallo di temperatura fra ingresso ed uscita del canale e, quindi, in un piu' alto valore di estrazione entalpica del generatore. Gli studi condotti sino ad ora sono stati principalmente diretti a dimostrare la possibilità di realizzazione di un generatore STCC (space and time current carrying) a plasma non uniforme. L'interazione fra gas a bassa temperatura e clot di plasma caldo, così come il tempo di vita delle clot all'interno del canale, sono stati studiati mediante esperimenti in tubi d'urto [37,38].

L'indagine sperimentale mediante simulazione numerica e' stata condotta facendo uso sia di modelli monodimensionali tempo dipendenti che di un modello bidimensionale tempo dipendente basato sull'algoritmo di Godonov-Colgam [39]. Quest'ultimo modello consente l'analisi del comportamento di un gas ideale e trascura gli effetti indotti su di esso da viscosita', scambio termico e turbolenza. Il metodo e' stato utilizzato per eseguire l'ottimizzazione del valore di estrazione entalpica per un generatore STCC-MHD, mediante analisi parametrica.

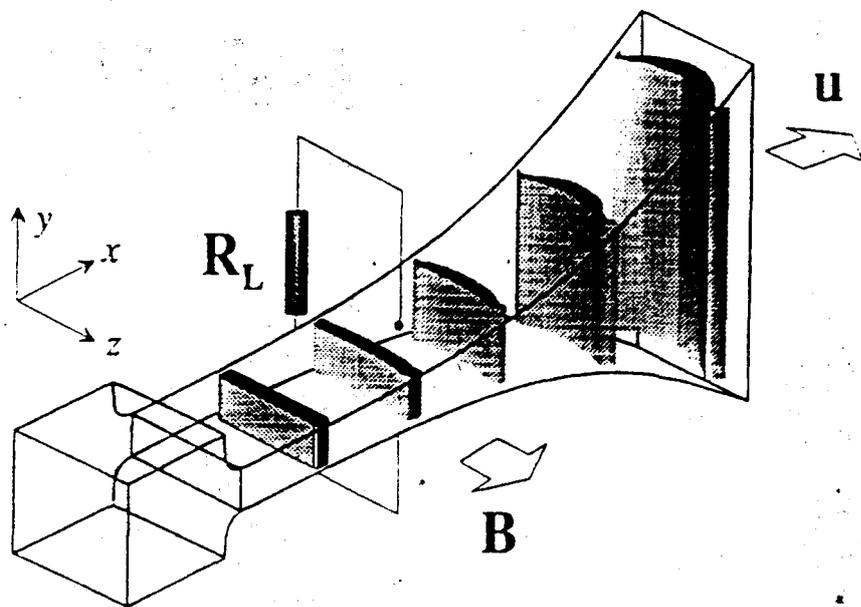


Fig. 6.4.1 - Canale di un generatore STCC a plasma non uniforme

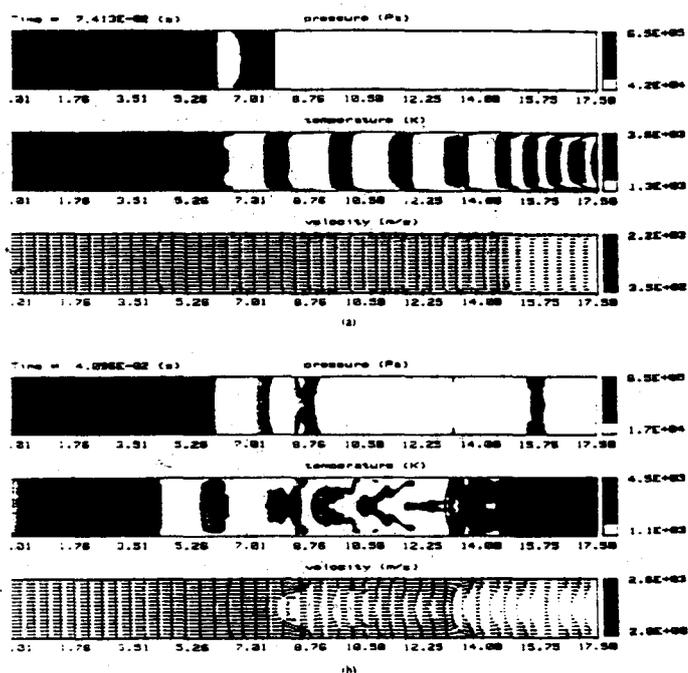


Fig. 6.4.2 - Formazione, evoluzione e distruzione delle "plasma vanes" lungo il condotto del generatore

Il metodo di Casulli e' stato utilizzato per eseguire lo stesso tipo di indagine gia' condotta facendo uso del metodo di Godonov-Colgham, tenendo conto dei valori caratteristici di un gas reale. I principali parametri della simulazione sono riportati in Tabella 6.4.1.

| <b>GEOMETRIA</b>                                    |           |
|---|-----------|
| <b>Regione di formazione</b>                        |           |
| Lunghezza (m)                                       | 1.0       |
| Sezione all'ingresso del condotto (m <sup>2</sup> ) | 0.8×0.2   |
| Sezione all'uscita del condotto (m <sup>2</sup> )   | 0.8×0.2   |
| <b>Regione attiva</b>                               |           |
| Lunghezza (m)                                       | 8.0       |
| Sezione all'ingresso del condotto (m <sup>2</sup> ) | 0.8×0.2   |
| Sezione all'uscita del condotto (m <sup>2</sup> )   | 0.8×0.2 5 |
| Forma della sezione                                 | quadrata  |
| <b>Diffusore</b>                                    |           |
| Lunghezza (m)                                       | 1.0       |
| Sezione all'ingresso del condotto (m <sup>2</sup> ) | 0.8×0.2 5 |
| Sezione all'uscita del condotto (m <sup>2</sup> )   | 0.8×0.2 5 |
| <b>PARAMETRI DI CLOT</b>                            |           |
| $\Delta_{\text{cLOT}}$ (m)                          | 0.4       |
| $W_{\text{cLOT}}$ (m)                               | 0.6       |
| $\tau_p$ (ms)                                       | 3.0       |
| $T_{\text{cLOT}}$ (° K)                             | 3350      |

Tab. 6.4.1 - *Principali parametri di simulazione di un transitorio entro un generatore STCC a plasma non uniforme*

A  $t=0^-$  si assume una distribuzione di velocita' nulla su tutto il canale; pressione e temperatura costanti ed uguali, rispettivamente, ad 1 bar ed a 2100 K. Un regime periodico viene raggiunto dopo 40 ms, con un periodo pari al periodo di formazione di una clot (3 ms). In Fig. 6.4.4 e' riportato l'andamento della pressione rispetto alla coordinata x nei due casi considerati di gas

ideale e gas reale; in Fig. 6.4.5 viene mostrata la distribuzione della velocita' rispetto ad  $x$ . I valori graficati si riferiscono al regime di moto stazionario, ottenuto dopo 64 ms dall'istante di innesco del transitorio.

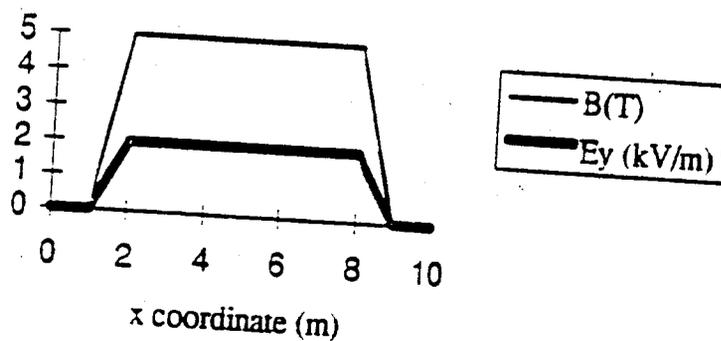


Fig. 6.4.3 - Induzione magnetica e campo elettrico

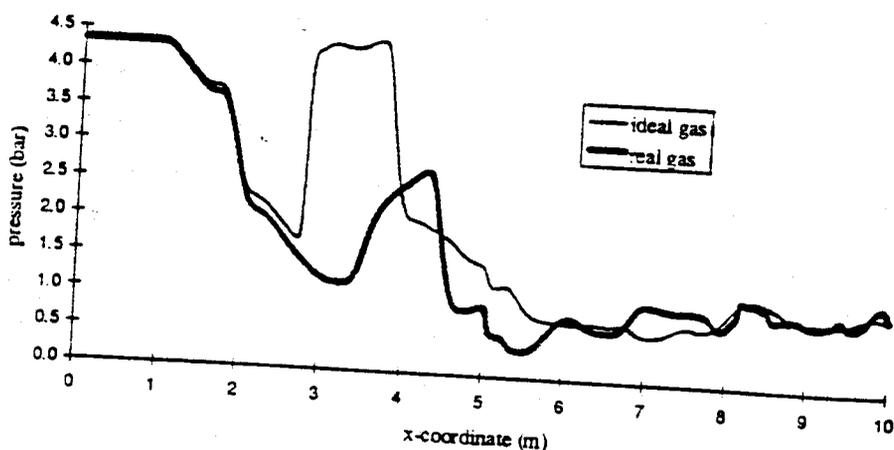


Fig. 6.4.4 - Confronto fra l'andamento della pressione rispetto alla coordinata  $x$  nel caso in cui il fluido operatore sia un gas ideale e l'andamento che si ottiene se si utilizza come fluido operatore un gas reale

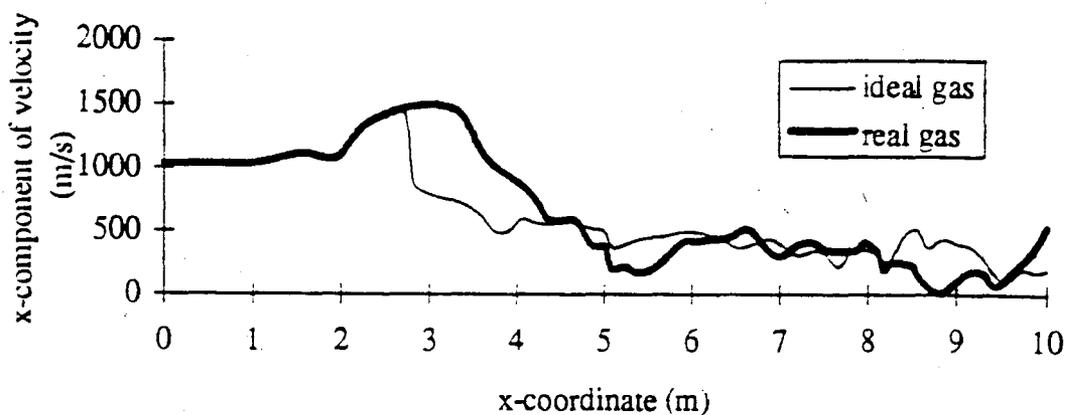


Fig. 6.4.5 - Confronto fra l'andamento della velocità rispetto alla coordinata  $x$  nel caso in cui il fluido operatore sia un gas ideale e l'andamento che si ottiene se si utilizza come fluido operatore un gas reale

I risultati numerici ottenuti mediante l'impiego del metodo di Casulli si sono dimostrati in buon accordo con quelli ottenuti col metodo di Godonov-Colgam. Ciò porta ad affermare che il metodo di Casulli consente una buona descrizione del comportamento del flusso di plasma soggetto alle forze presenti entro un generatore STCC-MHD. Inoltre, in base ai risultati ottenuti, si deduce che, considerando come fluido operatore un gas reale, l'estrazione entalpica subisce una diminuzione del 5% rispetto al caso in cui venga utilizzato un gas ideale. Ad ogni modo, bisogna tener presente che carico elettrico e condizioni iniziali non sono state ottimizzate, cosicché nessuna conclusione di carattere generale può essere formulata.

Il metodo di Casulli ha una accuratezza del primo ordine nello spazio e, quindi, la diffusione numerica nella direzione del flusso di plasma può essere molto elevata, causa i forti gradienti di velocità e temperatura in quella direzione all'interno di un canale di generatore STCC-MHD. Una accurata valutazione dell'entità della dissipazione artificiale è necessaria per individuarne gli effetti sui risultati ottenuti.

## CONCLUSIONI

Nel presente lavoro e' stato elaborato un modello matematico bidimensionale tempo dipendente per l'analisi fluidodinamica di un flusso magnetoidrodinamico non stazionario e non uniforme.

Il modello matematico bidimensionale tempo dipendente e' composto di due parti:

-una parte fluidodinamica, basata sulla soluzione delle equazioni di Navier-Stokes scritte per un fluido comprimibile, nelle quali si tiene conto delle forze di interazione MHD e dell'effetto prodotto dalla turbolenza sul moto del plasma.

-una parte elettrodinamica, basata sulla soluzione dell'equazione ellittica del potenziale elettrico, ottenuta dalle equazioni di Maxwell e dalla legge di Ohm generalizzata.

Nello sviluppo del modello si e' prestata particolare attenzione al ruolo fondamentale della turbolenza ed all'influsso che il trasporto turbolento esercita tanto sulle grandezze fluidodinamiche (velocita', temperatura, proprieta' del trasporto) quanto su quelle elettrodinamiche (correnti e campi).

Tre diversi metodi numerici sono stati implementati, validati ed utilizzati per l'analisi di un flusso magnetoidrodinamico entro il canale di un generatore MHD in regime transitorio. Gli algoritmi dei tre metodi presentano il modello della turbolenza di Baldwin-Lomax. Il metodo di MacCormack implicito ed il metodo di Casulli hanno fornito ottimi risultati sia in termini di accuratezza dei risultati sia in termini di contenuta onerosita' computazionale. Il metodo di MacCormack implicito presenta, pero', limiti dovuti alla scarsa dissipazione artificiale intrinseca all'algoritmo, per cui il metodo stesso non risulta adatto all'analisi di flussi magnetoidrodinamici a numeri di Reynolds estremamente elevati. Un passo successivo nella ricerca consiste nell'implementazione di un "filtro" numerico in grado di limitare gli effetti indotti dagli errori numerici sui risultati ottenuti.

Il metodo di Casulli e' stato impiegato anche per la simulazione numerica di un flusso magnetoidrodinamico entro il canale di un generatore MHD STCC, in cui il plasma e' non uniforme.

Il metodo di MacCormack semi implicito, pur avendo dimostrato, in fase di validazione, di consentire l'ottenimento di risultati accurati, non e' stato impiegato per l'analisi di transitori magnetofluidodinamici causa l'eccessiva onerosita' in termini di tempi di calcolo.

## APPENDICE

### APPLICAZIONE DEL METODO G.S.L.R. NELLA SOLUZIONE DEL PROBLEMA DELLA FLUIDODINAMICA TRAMITE ALGORITMO DI MACCORMACK

La parte implicita dei due metodi numerici ottenuti a partire dall'algoritmo di MacCormack e' un operatore matriciale pentadiagonale a diagonale dominante. Per procedere alla sua inversione si puo' scrivere, trascurando per praticita' l'apice n+1 nei termini a sinistra dell'uguaglianza, nella forma:

$$\hat{\mathbf{B}}\delta\mathbf{U}_{i,j+1} + \hat{\mathbf{A}}\delta\mathbf{U}_{i,j} + \hat{\mathbf{C}}\delta\mathbf{U}_{i,j-1} + \hat{\mathbf{D}}\delta\mathbf{Y}_{i+1,j} + \hat{\mathbf{E}}\delta\mathbf{Y}_{i-1,j} = \Delta\mathbf{U}_{i,j}^n \quad (1)$$

dove le matrici in cui viene scomposta la matrice a blocchi di partenza assumono le seguenti espressioni:

$$\hat{\mathbf{A}} = \mathbf{I} + \frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left( \mathbf{A}_{+i,j}^n |S_{i+1/2}| - \mathbf{A}_{-i,j}^n |S_{i-1/2}| + \mathbf{B}_{+i,j+1}^n |S_{j+1/2}| - \mathbf{B}_{-i,j}^n |S_{j-1/2}| + \frac{\mathbf{M}\eta\eta\mathbf{N}}{\Delta y^2} \Big|_{i,j-1} + \frac{\mathbf{M}\eta\eta\mathbf{N}}{\Delta y^2} \Big|_{i,j+1} \right)$$

$$\hat{\mathbf{B}} = -\frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left( -\mathbf{B}_{-i,j+1}^n |S_{j+1/2}| + \frac{\mathbf{M}\eta\eta\mathbf{N}}{\Delta y^2} \Big|_{i,j+1} \right)$$

$$\hat{\mathbf{C}} = -\frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left( \mathbf{B}_{+i,j}^n |S_{j-1/2}| + \frac{\mathbf{M}\eta\eta\mathbf{N}}{\Delta y^2} \Big|_{i,j-1} \right)$$

$$\hat{\mathbf{D}} = -\frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left( -\mathbf{A}_{-i+1,j}^n |S_{i+1/2}| \right)$$

$$\hat{\mathbf{E}} = -\frac{\Delta t}{V_{i,j}} \left( \mathbf{A}_{+i,j}^n |S_{i-1/2}| \right)$$

L'equazione (1) puo' essere risolta, ricorrendo al metodo GSLR, tramite iterati passaggi backward e forward in direzione x. Per  $k=1,2,3 \dots n$ , con n pari al numero di iterazioni necessario alla soluzione della equazione, si consideri:

- passaggio backward:

$$\hat{B}\delta U_{i,j+1}^{(k)} + \hat{A}\delta U_{i,j}^{(k)} + \hat{C}\delta U_{i,j-1}^{(k)} + \hat{D}\delta U_{i+1,j}^{(k)} + \hat{E}\delta U_{i-1,j}^{(k-1)} = \Delta U_{i,j}^n$$

- passaggio forward:

$$\hat{B}\delta U_{i,j+1}^{(k+1)} + \hat{A}\delta U_{i,j}^{(k+1)} + \hat{C}\delta U_{i,j-1}^{(k+1)} + \hat{D}\delta U_{i+1,j}^{(k)} + \hat{E}\delta U_{i-1,j}^{(k+1)} = \Delta U_{i,j}^n$$

Per iniziare il procedimento iterativo GSLR si pone  $\delta U_{i,j}^{(0)} = 0$ . Per risolvere l'equazione (1) in caso di un elevato numero di nodi della griglia, oltre 10000, vengono, normalmente, impiegati 8 passaggi.

APPLICAZIONE DELLA PROCEDURA DI RILASSAMENTO S.O.R. NELLA  
SOLUZIONE DEL PROBLEMA DELLA FLUIDODINAMICA TRAMITE ALGORITMO  
DI CASULLI

L'espressione (3.4.11) del metodo numerico ottenuto dall'algoritmo di Casulli puo' essere risolta mediante procedimento S.O.R.:

$$\begin{aligned}
 (p_{i,j}^{n+1})^{v+1} = & (p_{i,j}^{n+1})^v - \frac{\omega}{\beta_{i,j}} \left\{ (p_{i,j}^{n+1})^v - \gamma(\gamma-1)E_{i,j}^n (\Delta t)^2 \left[ \frac{(p_{i+1,j}^{n+1})^v - (p_{i,j}^{n+1})^v}{\rho_{i+1/2,j}^n (\Delta x)^2} \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{(p_{i,j}^{n+1})^v - (p_{i-1,j}^{n+1})^{v+1}}{\rho_{i-1/2,j}^n (\Delta x)^2} + \frac{(p_{i,j+1}^{n+1})^v - (p_{i,j}^{n+1})^v}{\rho_{i,j+1/2}^n (\Delta y)^2} - \frac{(p_{i,j}^{n+1})^v - (p_{i,j-1}^{n+1})^{v+1}}{\rho_{i,j-1/2}^n (\Delta y)^2} \right] \right. \\
 & \left. - (\gamma-1)(E_{i,j}^n - \Delta t H_{i,j}^n) + \gamma(\gamma-1)E_{i,j}^n \Delta t \left[ \frac{u_{i+1/2,j}^n - u_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{v_{i,j+1/2}^n - v_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right] \right. \\
 & \left. - \gamma(\gamma-1)E_{i,j}^n (\Delta t)^2 \left[ \frac{F_{i+1/2,j}^n - F_{i-1/2,j}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{G_{i,j+1/2}^n - G_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2}$$

in cui  $v$  è l'indice di interazione S.O.R., mentre  $\beta$  risulta definito come segue:

$$\beta_{i,j}^n = 1 + \gamma(\gamma-1)E_{i,j}^n (\Delta t)^2 \left[ \frac{1}{(\Delta x)^2} \left( \frac{1}{\rho_{i+1/2,j}^n} + \frac{1}{\rho_{i-1/2,j}^n} \right) + \frac{1}{(\Delta y)^2} \left( \frac{1}{\rho_{i,j+1/2}^n} + \frac{1}{\rho_{i,j-1/2}^n} \right) \right] \tag{3}$$

A questo punto, per ogni cella del dominio possono scriversi le seguenti equazioni discretizzate:

$$(u_{i+1/2,j}^{n+1})^v = u_{i+1/2,j}^n - \Delta t F_{i+1/2,j}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{i+1/2,j}^n} \frac{(p_{i+1,j}^{n+1})^v - (p_{i,j}^{n+1})^v}{\Delta x} \tag{4}$$

$$\left(u_{i-1/2,j}^{n+1}\right)^{v+1/2} = u_{i-1/2,j}^n - \Delta t F_{i-1/2,j}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{i-1/2,j}^n} \frac{\left(p_{i,j}^{n+1}\right)^v - \left(p_{i-1,j}^{n+1}\right)^{v+1}}{\Delta x} \quad (5)$$

$$\left(v_{i,j+1/2}^{n+1}\right)^v = v_{i,j+1/2}^n - \Delta t G_{i,j+1/2}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{i,j+1/2}^n} \frac{\left(p_{i,j+1}^{n+1}\right)^v - \left(p_{i,j}^{n+1}\right)^v}{\Delta y} \quad (6)$$

$$\left(v_{i,j-1/2}^{n+1}\right)^v = v_{i,j-1/2}^n - \Delta t G_{i,j-1/2}^n - \frac{\Delta t}{\rho_{i,j-1/2}^n} \frac{\left(p_{i,j}^{n+1}\right)^v - \left(p_{i,j-1}^{n+1}\right)^{v+1}}{\Delta y} \quad (7)$$

Così la formula iterativa che consente la determinazione della variabile pressione, mediante la procedura di rilassamento S.O.R., diviene:

$$\left(p_{i,j}^{n+1}\right)^{v+1} = \left(p_{i,j}^{n+1}\right)^v + \left(\delta p_{i,j}^{n+1}\right)^v \quad (8)$$

in cui

$$\left(\delta p_{i,j}^{n+1}\right)^{v+1} = -\frac{\omega}{\beta_{i,j}} \left\{ \left(p_{i,j}^{n+1}\right)^v - \gamma(\gamma-1) \left(E_{i,j}^n - \Delta t H_{i,j}^n\right) + \gamma(\gamma-1) E_{i,j}^n \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{\left(u_{i+1/2,j}^{n+1}\right)^v - \left(u_{i-1/2,j}^{n+1}\right)^{v+1/2}}{\Delta x} + \frac{\left(v_{i,j+1/2}^{n+1}\right)^v - \left(v_{i,j-1/2}^{n+1}\right)^{v+1/2}}{\Delta y} \right] \right\} \quad (9)$$

Una volta aggiornato il valore della pressione, anche i valori delle velocità vengono aggiornati, come segue:

$$\left(u_{i+1/2,j}^{n+1}\right)^{v+1/2} = \left(u_{i+1/2,j}^{n+1}\right)^v - \frac{\Delta t}{\rho_{i+1/2,j}^n} \frac{\left(\delta p_{i,j}^{n+1}\right)^v}{\Delta x} \quad (10)$$

$$\left(u_{i-1/2,j}^{n+1}\right)^{w+1} = \left(u_{i-1/2,j}^{n+1}\right)^{w+1/2} - \frac{\Delta t}{\rho_{i-1/2,j}^n} \frac{(\delta p_{i,j}^{n+1})^v}{\Delta x} \quad (11)$$

$$\left(v_{i,j+1/2}^{n+1}\right)^{w+1/2} = \left(v_{i,j+1/2}^{n+1}\right)^v - \frac{\Delta t}{\rho_{i,j+1/2}^n} \frac{(\delta p_{i,j}^{n+1})^v}{\Delta y} \quad (12)$$

$$\left(v_{i,j-1/2}^{n+1}\right)^{w+1} = \left(v_{i,j-1/2}^{n+1}\right)^{w+1/2} - \frac{\Delta t}{\rho_{i,j-1/2}^n} \frac{(\delta p_{i,j}^{n+1})^v}{\Delta y} \quad (13)$$

Per giungere alla soluzione numerica delle equazioni del problema, mediante applicazione del metodo di Casulli, si segue la seguente procedura:

-ad ogni step temporale  $n+1$  si *inizializza* la procedura di soluzione numerica ponendo

$$\left(p_{i,j}^{n+1}\right)^0 = p_{i,j}^n;$$

-la prima iterazione per il calcolo delle velocità viene eseguita usando le equazioni discretizzate (4), (5), (6), (7), in cui  $v=0$ ;

-per ogni cella  $(i,j)$ , la variazione di pressione viene determinata facendo uso dell'equazione (9), mentre il valore della pressione al centro del canale si ottiene in base alla (8);

-nota la pressione, si calcolano energia interna e temperatura del plasma;

-i valori delle velocità ai lati della cella vengono aggiornati facendo uso delle (10), (11), (12) e (13).

Tale procedura continua sino a quando si raggiunge la convergenza dell'algoritmo S.O.R, ovvero sino a quando risulta soddisfatta la condizione:

$$\left| \frac{(\delta p_{i,j}^{n+1})^v}{(p_{i,j}^{n+1})^v} \right| < \epsilon \quad (14)$$

dove  $\epsilon$  è un parametro di tolleranza positivo.

Una volta raggiunta la convergenza della procedura di rilassamento, la soluzione del sistema viene sottoposta al test di convergenza del passo temporale:

$$\left( p_{i,j}^{n+1} - p_{i,j}^n \right) / \left( p_{i,j}^n \right) < \varepsilon_1 \quad (15)$$

dove  $\varepsilon_1$  e' un secondo parametro di tolleranza positivo.

Soddisfatta quest'ultima condizione la soluzione ottenuta corrisponde alla soluzione stazionaria del problema.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] Rosa R.J., *Magnetohydrodynamic Energy Conversion*, McGraw Hill, New York, 1968
- [2] *MHD Program FY 1991*, U.S. Department of Energy, 1990
- [3] C.A. Borghi and P.L. Ribani, *Criteria for the Optimization of MHD Generator Channel Flows*, 10th International Conference on MHD Electrical Power Generation, Tiruchirapalli, India, 1989
- [4] Schlichting H., *Boundary Layer Theory*, McGraw Hill, New York, 1957
- [5] Cebeci T. and Smith A.M.O., *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, Academic Press, London, 1974
- [6] Sheyndlin A.E. and Medin S.A., *Mathematical Modelling in MHD Technology*, International School on Magnetohydrodynamic Engineering, Bologna, October 1988
- [7] Leschziner M.A., *Second-Moment Closure for Complex Flows*, International Forum on Mathematical Modelling and Computer Simulation of Processes in Energy Systems, Sarajevo, 1989
- 8 [8] Hinze J.O., *Turbulence*, McGraw Hill, New York-Toronto-London, 1959
- 7 [9] Fletcher C.A.J., *Computational Techniques for Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, Sydney, 1991
- [10] Argyropoulos G.S., Demetriades S.T. and Lackner K., *Compressible Turbulent Magnetohydrodynamic Boundary Layers*, The Physics of Fluids, Vol. 1.1, 1968
- [11] Comincioli V., *Analisi Numerica*, McGraw Hill, Milano, 1990
- [12] Courant R., Friedrichs K. and Lewey H., *On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics*, Mathematische Annalen 100, pagg. 32-74, 1928
- 2 [13] Richtmyer R. and Morton M.K., *Difference Methods for Initial Value Problems*, John Wiley and Sons, New York, 1967
- 3 [14] Strikwerda J.C., *Finite Difference Schemes and Partial Differential Equations*, Wadsworth & Books, Pacific Grove, 1989
- 9 [15] Isaacson E. and Keller H.B., *Analysis of Numerical Methods*, J. Wiley and Sons, New York, 1965
- X [16] Monegato G., *Calcolo Numerico*, Levrotto & Bella, Torino, 1985
- [17] MacCormack R.W., *A Numerical Method for Solving the Equations of Compressible Viscous Flow*, AIAA Journal, vol. 20, No. 9, pagg. 1275-1281, September 1982

- [18] Hirsh C., *Numerical Computation of Internal and External Flows: computational methods for inviscid and viscous flows*, J. Wiley & Sons, New York, 1990
- [19] MacCormack R.W., *Current Status of Numerical Solutions of the Navier-Stokes Equations*, AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting, January 14-17, Reno-Nevada, 1985
- [20] Peyert R. and Taylor T.D., *Computational Methods for fluid flows*, Springer-Verlag, 1983
- [21] Forsythe G.E. and Wasov W.R., *Finite Difference Methods for Partial Differential Equations*, J. Wiley & Sons, New York, 1960
- [22] Steger J.L., *Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries*, AIAA Journal Vol. 16, No. 7, July 1978
- [23] White R.E., *An Introduction to the Finite Element Methods with Applications to Nonlinear Problems*, Wiley-Interscience, New York, 1985
- [24] Casulli V. and Greenspan D., *Pressure Method for the Numerical Solution of Transient, Compressible Fluid flows*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 4, pagg. 1001-1012, 1984
- [25] Casulli V. and Greenspan D., *Numerical Analysis for Applied Mathematics, Science and Engineering*, Addison-Wesley Publishing Company, 1988
- [26] Barakat H.Z. and Clark J.A., *On the Solution of the Diffusion Equations by Numerical Methods*, Journal of Heat Transfer, Vol. 10, pagg. 421-427, November 1966
- [27] Borghi C.A., Montevecchi N. and Ribani P.L., *Pressure Method for the Analysis of a Time Dependent Two Dimensional Non Uniform Plasma Flow*, Magnetohydrodynamics, Vol 31, N.3, 1995
- [28] Leschziner M.A., *Second-Moment Closure for Complex Flows*, International Forum on Mathematical Modelling and Computer Simulation of Processes in Energy Systems, Sarajevo, 1989
- [29] Jones W.P., Launder B.E., *The Prediction of Laminarization with a Two-equation Model of Turbulence*, International Journal on Heat and Mass Transfer, Vol. 15, pp. 301-314, 1972
- [30] Launder B.E. and Spalding D.B., *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London-New York, 1972
- [31] White F.M., *Heat and Mass Transfer*, Addison-Wesley Publishing Company, New York, 1988
- [32] Tsytovich V.N., *Theory of Turbulent Plasma*, Consultants Bureau, New York, 1977
- [34] Patankar S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Company, 1980
- [35] C.A. Borghi, A. Massarini, G. Mazzanti, *Multidimensional Models for the Analysis of a Linear MHD Generator Channel Plasma Flows*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 20, n.4, pp. 473-476, August 1992

- [33] D. Greenspan and V. Casulli, *Numerical Analysis for Applied Mathematics, Science and Engineering*, Addison-Wesley Publishing Company, 1988
- [34] Fox R.W. and McDonald A.T., *Introduction to Fluid Mechanics*, J. Wiley, New York, 1985
- [37] A. Veeffkind, W.F.H. Merck, V.S. Bajovicm V.A. Ivanov, V.A. Bityurin, C.A. Borghi, *Shock Tube Experiments Nonuniformities in Combustion MHD Generators*, Proc. 31st Symp. EAM, Whitefish, Montana, 1993, pp. III.4.1-11
- [38] V.A. Bityurin, C.A.Borghi, A.P. Likhachev, P.L. Ribani, A. Veeffkind, *Numerical Study of the Performance of a Current Carrying Nonuniformity MHD Generator*, Proc. 31st Symp. EAM, Whitefish, Montana, 1993
- [39] V.A. Bityurin, C.A.Borghi, P.L. Ribani, *High Enthalpy Extraction Numerical Experiment in a Plasma Vane MHD Generator*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 23, n.5, 1995

- [33] D. Greenman and V. G. ... *Applied Mathematics, Science and Technology*, Wiley-Interscience, New York, 1982.
- [34] R. W. and McDonald A. T. ... *Journal of Fluid Mechanics*, Wiley, New York, 1982.
- [37] A. Veitch, W. H. ... *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, 1982.
- [38] V. A. ... *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, 1982.
- [39] V. A. ... *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, 1982.