

**EUR 2620.i**

COMUNITÀ EUROPEA DELL'ENERGIA ATOMICA - EURATOM

**RISOLUZIONE NUMERICA DI UN PROBLEMA  
DI DIFFUSIONE DEL CAMPO MAGNETICO**

di

P. STELLA e A. TARONI

1966



Centro Comune di Ricerca Nucleare  
Stabilimento di Ispra - Italia

Centro di Trattamento dell'Informazione Scientifica - CETIS

## AVVERTENZA

Il presente documento è stato elaborato sotto gli auspici della Commissione della Comunità Europea dell'Energia Atomica (EURATOM).

Si precisa che la Commissione dell'Euratom, i suoi contraenti, o qualsiasi altra persona che agisca in loro nome :

non garantiscono l'esattezza o la completezza delle informazioni contenute nel presente documento, né che l'uso di qualsiasi informazione, dispositivo, metodo o processo, descritti nel presente documento, non arrechino pregiudizio ai diritti sulle opere dell'ingegno e sulle invenzioni industriali ;

non assumono alcuna responsabilità per i danni che dovessero risultare dall'uso di informazioni, dispositivi, metodi o processi divulgati con il presente documento.

La presente relazione può essere acquistata presso gli uffici vendita indicati nella quarta pagina della copertina

al prezzo di Lit. 750	FF 6.—	FB 60	DM 4.80	Fl. 4.30
-----------------------	--------	-------	---------	----------

**All'atto dell'ordinazione, si prega di menzionare il riferimento EUR e il titolo, che figurano sulla copertina di ciascuna relazione.**

Stampato da L. Vanmelle, Gent  
Bruxelles, febbraio 1966.

Per la riproduzione di questo documento ci si è serviti della miglior copia disponibile.

**EUR 2620.i**

COMUNITÀ EUROPEA DELL'ENERGIA ATOMICA - EURATOM

**RISOLUZIONE NUMERICA DI UN PROBLEMA  
DI DIFFUSIONE DEL CAMPO MAGNETICO**

di

P. STELLA e A. TARONI

1966



Centro Comune di Ricerca Nucleare  
Stabilimento di Ispra - Italia

Centro di Trattamento dell'Informazione Scientifica - CETIS

## **RIASSUNTO**

In questo rapporto è trattata la risoluzione numerica di un sistema di equazioni non lineari alle derivate parziali che rappresentano il fenomeno della diffusione di un campo magnetico all'interno di un conduttore metallico cilindrico. Quest'ultimo comprime il campo magnetico con velocità costante.

Sono esaminate varie questioni relative alla natura del sistema ; in particolare sono studiate una singolarità delle equazioni, la stabilità dello schema numerico e una trasformazione di coordinate che tenga meglio conto del comportamento della soluzione.

### Introduzione (°)

Argomento di questo rapporto è l'analisi e la risoluzione numerica di un particolare sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali. Si tratta di un sistema di due equazioni del secondo ordine, non lineari e in due variabili indipendenti.

Questo sistema, con opportune condizioni iniziali e al contorno, è una rappresentazione matematica del fenomeno della diffusione di un campo magnetico in un liner metallico cilindrico che lo comprime e del corrispondente andamento della temperatura nel liner stesso.

Le incognite del problema sono dunque l'intensità del campo magnetico e la temperatura, funzioni del tempo e di una variabile spaziale.

Dato il carattere non lineare delle equazioni proposte non è possibile risolvere analiticamente il sistema: occorre pertanto procedere alla risoluzione numerica del problema, per esempio col metodo delle differenze finite.

La parte centrale di questo rapporto è dedicata al metodo numerico adottato e alle particolari considerazioni fatte a causa di una singolarità delle equazioni, in corrispondenza dell'asse del cilindro, quando la variabile temporale raggiunge il valore massimo per cui si deve trattare il problema. Allo scopo di ottenere risultati più soddisfacenti si è eseguito un cambiamento della variabile spaziale indipendente, in modo da trasformare l'intervallo seminfinito della variabile spaziale nell'intervallo (0,1).

La trasformazione scelta permette inoltre di avere passi molto piccoli del reticolo spaziale in prossimità dell'asse del cilindro e nello stesso tempo consente di tener conto dell'andamento delle funzioni incognite fino ad una distanza dall'origine

(°) Manoscritto ricevuto il 15 novembre 1965

al di là della quale non si hanno più variazioni sensibili dell'intensità del campo magnetico e della temperatura.

Nell'ultima parte del rapporto sono presentati e discussi vari casi, ottenuti variando i parametri caratteristici del problema, per esempio la velocità o le caratteristiche fisiche del liner.

Questo lavoro è stato svolto nell'ambito di una ricerca sviluppata da J.P. Somon del laboratorio Gas Jonizzati di Frascati, che qui ringraziamo per gli utili suggerimenti e informazioni.

Per una descrizione più dettagliata del problema fisico si veda la bibliografia [3], [4].

1. Descrizione del problema

Il sistema di equazioni proposto è:

$$(1.1) \quad \frac{\partial \beta}{\partial \tau} = 4 \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ F(\theta) (\xi + R^2(k\tau)) \frac{\partial \beta}{\partial \xi} \right]$$

$$(2.1) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = 4 L^2 (\xi + R^2(k\tau)) F(\theta) \left( \frac{\partial \beta}{\partial \xi} \right)^2$$

con

$$0 \leq \tau \leq \frac{1}{k} \quad 0 \leq \xi \leq \infty$$

con le condizioni iniziali

$$(3.1) \quad \text{per } \tau = 0 \quad \beta = 1 ; \theta = 1$$

e con le condizioni al contorno

$$(4.1) \quad \text{per } \xi = 0 \quad \frac{\partial}{\partial \tau} \left( R^2(k\tau) \beta \right) = 4 R^2(k\tau) F(\theta) \frac{\partial \beta}{\partial \xi}$$

$$(5.1) \quad \text{per } \xi \rightarrow \infty \quad \beta = 1 ; \theta = 1$$

La funzione  $R(k\tau)$  è del tipo:

$$(6.1) \quad R(k\tau) = 1 - k\tau$$

Si trattano i casi con

$$F(\theta) = 1$$

$$F(\theta) = \theta$$

Il problema schematizzato da queste equazioni è il seguente:

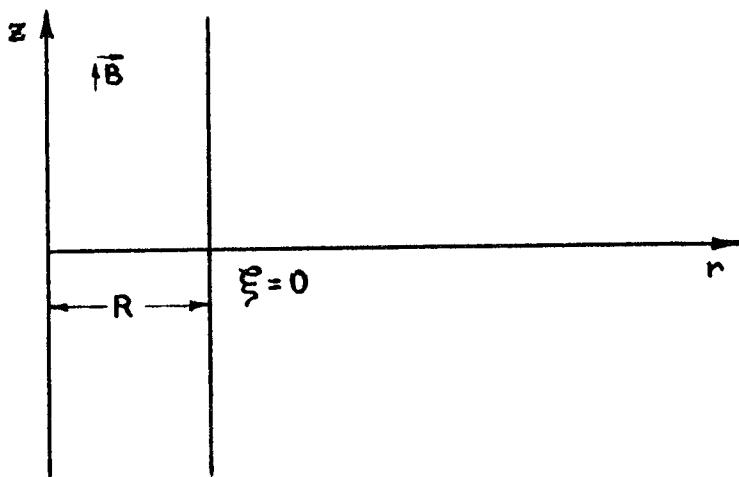


Fig. 1 : Sezione laterale del cilindro

si ha un contenitore cilindrico (liner) di metallo, che si suppone di spessore infinito. Nella zona compresa fra la parete interna del liner e l'asse è creato un campo magnetico; il liner si muove con velocità costante verso l'asse z , comprimendo la regione in cui è creato il campo magnetico.

Si vuol ricavare: I) l'andamento del campo magnetico, il quale è soggetto a due processi, cioè da una parte aumenta per la compressione, perché il suo flusso totale deve conservarsi, dall'altra dopo un certo tempo, subisce una diminuzione, in quanto diffonde all'interno del metallo; II) l'andamento della temperatura nel corso del movimento.

Le equazioni sono scritte introducendo le variabili adimensionali  $\beta$  e  $\theta$ . Se  $B_0$  è l'intensità del campo magnetico iniziale,  $T_0$  la temperatura all'inizio del fenomeno

$$\beta = \frac{B}{B_0} \quad \theta = \frac{T}{T_0}$$

La coordinata  $\xi$  è di tipo lagrangiano, infatti il punto  $\xi = 0$  è sempre associato alla parete interna del liner, nonostante il suo movimento. La  $\xi$  individua quindi i punti interni al liner in un sistema di riferimento solidale col moto del liner stesso. A questo scopo, dato che il liner si muove rigidamente, la coordinata  $\xi$  di un punto è scelta proporzionale all'area della sezione di corona cilindrica compresa fra la parete interna del liner e il punto considerato.

La funzione  $R(k\tau)$  definita dalla (6.1) rappresenta il raggio della parete cilindrica interna del liner, al tempo  $\tau$ , riferita alla distanza iniziale  $R_0$  presa come unità di misura.

Si può allora concludere che

$$(7.1) \quad r(\xi, \tau) = (\xi + R^2(k\tau))^{1/2}$$

è la coordinata euleriana di un punto interno al liner, cioè dà la sua distanza dall'asse z, al tempo  $\tau$ , rispetto ad un osservatore in quiete.

La costante k è legata in modo evidente alla velocità della parete interna del liner; infine F( $\theta$ ) e L sono grandezze che dipendono dalle caratteristiche fisiche del mezzo (conducibilità elettrica, permeabilità magnetica, calore specifico del materiale).

Le equazioni in questione si possono ricavare in modo diretto dalle leggi dell'elettromagnetismo.

La prima equazione scende dalla legge di diffusione di un campo magnetico in un mezzo che non sia conduttore perfetto. Questa legge si ricava a sua volta dalle equazioni di Maxwell, trascurando le correnti di spostamento:

$$(8.1) \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla(\eta \nabla \cdot \vec{B}) + \text{rot}(\vec{v} \wedge \vec{B})$$

dove  $\eta$  è un coefficiente dipendente dalla permeabilità magnetica e dalla conducibilità elettrica del mezzo. All'equazione (1.1) si arriva tenendo conto che il sistema di coordinate è cilindrico

e che il campo magnetico ha direzione assiale ed è perpendicolare alla velocità del liner.

La (2.1) si ricava dalla legge di Joule, che dà l'energia dissipata per unità di tempo sotto forma di calore, per effetto della corrente elettrica indotta nel liner in corrispondenza ad una variazione del campo magnetico.

Le condizioni iniziali (3.1) esprimono il fatto che al tempo  $\tau = 0$  il sistema è indisturbato, cioè  $\beta$  e  $\theta$  hanno un valore costante.

La condizione (4.1), alla parete interna del contenitore, rappresenta la legge di Faraday-Neumann-Lenz, scritta tenendo conto della legge di Ohm e della legge di Maxwell

$$\text{rot } \vec{B} = 4\pi \vec{J}$$

e, al solito, del fatto che si è in simmetria cilindrica.

Le altre due condizioni al contorno (5.1) esprimono il fatto che, poiché le perturbazioni di  $\beta$  e  $\theta$  si propagano nel liner con velocità finita, per tutti i tempi che interessano, ad una distanza sufficientemente grande dal punto  $\xi = 0$ ,  $\beta$  e  $\theta$  mantengono i valori iniziali.

Maggiori informazioni sulla natura fisica del problema si possono trovare nella bibliografia [3] e [4].

## 2. Analisi delle equazioni

Consideriamo il sistema

$$\begin{cases} \frac{\partial \beta}{\partial \tau} = 4 \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ F(\vartheta) (\xi + R^2(k\tau)) \frac{\partial \beta}{\partial \xi} \right] \\ \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = 4 L^2 (\xi + R^2(k\tau)) F(\vartheta) \left( \frac{\partial \beta}{\partial \xi} \right)^2 \end{cases}$$

La prima equazione si può scrivere nella forma :

$$(1.2) \quad \beta_\tau - 4 \beta_\xi [ (F(\vartheta))_\xi (\xi + R^2) + F(\vartheta)] - 4 F(\vartheta)(\xi + R^2) \beta_{\xi\xi} = 0$$

ed è un caso particolare dell'equazione del secondo ordine:

$$(2.2) \quad au_{\xi\xi} + 2b u_{\xi\tau} + cu_{\tau\tau} + g = 0$$

con  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $g$  funzioni di  $u$ ,  $\xi$ ,  $\tau$  e delle derivate del primo ordine. La prima equazione, considerata separatamente è in forma canonica ([1] p.156 vol.II) perchè:

$$(3.2) \quad \begin{aligned} b &= c = 0 \\ a &= -4 F(\vartheta) (\xi + R^2) \end{aligned}$$

Si tratta di un'equazione di tipo parabolico che nella forma (1.1) si può interpretare come un'equazione della diffusione in geometria piana pur di considerare come coefficiente di diffusione l'espressione:  $4 F(\vartheta) (\xi + R^2(k\tau))$ .

Poichè quando un'equazione è scritta in forma canonica, le derivate che vi compaiono sono prese lungo le direzioni caratteristiche, considerando solo la prima equazione, le sue direzioni caratteristiche sono le parallele all'asse  $\xi$  e, trattandosi di un'equazione di tipo parabolico, in ogni linea parallela all'asse  $\xi$ , vengono a coincidere due caratteristiche.

La seconda equazione è invece non lineare dal primo ordine.

Si vuol vedere se le condizioni iniziali e al contorno, associate dal problema fisico a queste equazioni, permettono di determinarne la soluzione.

Si considera prima il caso semplice in cui  $F(\theta) = 1$ , cioè il caso in cui le due equazioni sono disaccoppiate. Il problema si riduce allora alla risoluzione separata di un'equazione parabolica e di una non lineare del primo ordine del tipo:

$$(4.2) \quad \theta_\tau = f(\beta, \xi, \tau)$$

con  $f$  funzione delle quantità  $\beta, \xi, \tau$  tutte note se l'equazione parabolica in  $\beta$  è già stata risolta.

Data un'equazione del primo ordine della forma:

$$au_\xi + bu_\tau = c$$

con  $a, b, c$  funzioni di  $\xi, \tau, u$  ma non delle derivate di  $u$ , le caratteristiche, nel piano  $\xi, \tau$  sono date dal sistema di equazioni a derivate ordinarie

$$(6.2) \quad \begin{cases} \frac{d\xi}{ds} = a \\ \frac{d\tau}{ds} = b \end{cases}$$

Dalla (4.2) si ricava immediatamente che, nel nostro caso:

$$(7.2) \quad \begin{cases} \frac{d\xi}{ds} = 0 \\ \frac{d\tau}{ds} = 1 \end{cases}$$

la cui soluzione è

$$(8.2) \quad \begin{cases} \xi = \text{cost} \\ \tau = s + \text{cost} \end{cases}$$

cioè le linee caratteristiche sono le parallele all'asse  $\tau$ .

Dalla teoria delle equazioni a derivate parziali risulta che le condizioni al contorno per la risoluzione delle equazioni vanno assegnate in dipendenza dal numero di caratteristiche distinte e coincidenti che escono dal contorno [1]. Pertanto, per l'equazione parabolica in  $\beta$  bisogna assegnare una condizione per  $\xi = 0$  e una per  $\xi \rightarrow \infty$ , mentre per l'equazione in  $\theta$  non sono richieste condizioni al contorno. Quest'ultimo fatto si può vedere direttamente dalla forma dell'equazione (4.2) in quanto, una volta assegnati i valori iniziali su tutta la regione che interessa, i valori di  $\theta$  ai tempi successivi si ottengono integrando per ogni punto dell'asse  $\xi$  un'equazione equivalente ad una alle derivate ordinarie.

Se  $F(\theta) = \theta$  le equazioni sono accoppiate e i ragionamenti precedenti non si possono applicare. Tuttavia è possibile giungere alle medesime conclusioni transformando il sistema costituito dalle (1.1) e (2.1) in un sistema equivalente quasi lineare del primo ordine [1].

Questa riduzione si può ottenere ponendo:

$$\beta_\xi = \gamma(\xi, \tau)$$

per cui il sistema (1.1) e (2.1) diventa:

$$(9.2) \quad \begin{cases} \beta_\xi - \gamma = 0 \\ \beta_\tau - 4 [F(\theta)(\xi + R^2(k\tau))\gamma]_\xi = 0 \\ \theta_\tau - 4L^2(\xi + R^2(k\tau))F(\theta)\gamma^2 = 0 \end{cases}$$

Introducendo un vettore  $\underline{u}$  di componenti  $(\beta, \gamma, \theta)$ , il sistema (9.2) si può mettere nella forma

$$(10.2) \quad A^\tau u_\tau + A^\xi u_\xi + b = 0$$

dove

$$(11.2) \quad A^\tau = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad A^\xi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -4F(\theta)(\xi + R^2) & -4(F(\theta))_\theta \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

e dove  $b$  è un vettore di componenti:

$$(12.2) \quad b = \begin{pmatrix} -\gamma \\ -4F(\theta) \cdot \gamma \\ -4L^2(\xi + R^2(k\tau)) F(\theta) \gamma^2 \end{pmatrix}$$

L'equazione delle linee caratteristiche nella forma  $\varphi(x, y) = 0$ , si ottiene eguagliando a zero il determinante della matrice

$$(13.2) \quad A = A^\tau \varphi^\tau + A^\xi \varphi_\xi$$

cioè:

$$(14.2) \quad A = \begin{pmatrix} \Phi_\xi & 0 & 0 \\ \Phi_\tau & -4F(\theta)(\xi + R^2)\Phi_\xi & -4(F(\theta))_\theta \Phi_\xi \\ 0 & 0 & \Phi_\tau \end{pmatrix}$$

da cui

$$(15.2) \quad A = \Phi_\xi [4 F(\theta)(\xi + R^2(k\tau)) \Phi_\xi \Phi_\tau] = 0$$

che ha come radici:

$$(16.2) \quad \begin{aligned} \Phi_\xi = 0 & \quad \text{radice doppia} \\ \Phi_\tau = 0 & \quad \text{radice semplice} \end{aligned}$$

In definitiva si ottengono, come nel caso precedente, caratteristiche coincidenti parallele all'asse  $\xi$  e caratteristiche semplici parallele all'asse  $\tau$ .

Quanto alla condizione al contorno (4.1) per  $\xi = 0$ , si noti che essa si può scrivere nella forma:

$$(17.2) \quad (R^2\beta)_\tau - 4F(\theta) (R^2\beta)_\xi = 0$$

e interpretata come equazione alle derivate parziali nella regione  $\xi, \tau$  anzichè come condizione al contorno, è un'equazione del primo ordine in  $R^2(k\tau)\cdot\beta(\xi, \tau)$  che ammette come linee caratteristiche le curve:

$$\frac{d\xi}{ds} = - 4F(\theta)$$

(18.2)

$$\frac{d\tau}{ds} = 1$$

la (17.2), sempre interpretata come equazione nel piano  $\xi, \tau$ , ci dice anche che la funzione  $R^2(k\tau)\cdot\beta(\xi, \tau)$  è costante nella direzione individuata da

$$(19.2) \quad \frac{d\xi}{d\tau} = - 4F(\theta)$$

Vedremo come si può tener conto di queste osservazioni nella trattazione numerica del problema.

### 3. Schema numerico e analisi di stabilità

Per la risoluzione del nostro sistema di equazioni (1.1) e (2.1) si è adottato il metodo alle differenze finite e precisamente il seguente schema:

$$(1.3) \quad \frac{\beta_1^{n+1} - \beta_1^n}{\Delta\tau} = \frac{4}{\Delta\xi} \cdot \frac{1}{2} \left\{ F_{j+1/2}^{n+1} \left( \xi_{j+1/2} + (R^2)^{n+1} \right) \cdot \frac{\beta_{j+1}^{n+1} - \beta_j^{n+1}}{\Delta\xi} - \right.$$

$$\left. - F_{j-1/2}^{n+1} \left( \xi_{j-1/2} + (R^2)^{n+1} \right) \frac{\beta_j^{n+1} - \beta_{j-1}^{n+1}}{\Delta\xi} + F_{j+1/2}^n \left( \xi_{j+1/2} + (R^2)^n \right) \cdot \frac{\beta_{j+1}^n - \beta_j^n}{\Delta\xi} - \right.$$

$$\left. + (R^2)^n \cdot \frac{\beta_{j+1}^n - \beta_j^n}{\Delta\xi} - F_{j-1/2}^n \left( \xi_{j-1/2} + (R^2)^n \right) \frac{\beta_j^n - \beta_{j-1}^n}{\Delta\xi} \right)$$

$$(2.3) \quad \frac{\theta_{j+1/2}^{n+1} - \theta_{j+1/2}^n}{\Delta\tau} = 4 L^2 \left( \xi_{j+1/2} + (R^2)^n \right) \left( \frac{\beta_{j+1}^n - \beta_j^n}{\Delta\xi} \right)^2 \cdot F_{j+1/2}^n$$

$$\begin{cases} n = 1, \dots, M \\ j = 1, \dots, N-1 \end{cases}$$

con le condizioni:

$$(3.3) \quad \theta_j^0 = 1 \quad \theta_{j+1/2}^0 = 1 \quad (j = 0, \dots, N)$$

$$(4.3) \quad \beta_N^n = 1 \quad (n = 0, \dots, M)$$

$$(5.3) \quad \frac{(R^2)^{n+1} \beta_0^{n+1} - (R^2)^n \beta_0^n}{\Delta\tau} = 4 \cdot \frac{1}{2} \left\{ (R^2)^{n+1} F_{1/2}^{n+1} \frac{\beta_1^{n+1} - \beta_0^{n+1}}{\Delta\xi} + \right.$$

$$\left. + (R^2)^n F_{1/2}^n \frac{\beta_1^n - \beta_0^n}{\Delta\xi} \right\}$$

Alla semiretta è sostituito un intervallo finito e la condizione al contorno per  $\xi \rightarrow \infty$  è trasportata nel punto  $\xi = N\Delta\xi$

La generica grandezza  $u_j^n$  rappresenta il valore approssimato di  $u$  nel punto del reticolo  $(j \cdot \Delta\xi, n \cdot \Delta\tau)$ . Questo schema si ottiene costruendo nello spazio  $(\xi, \tau)$  un reticolo con passo spaziale  $\Delta\xi$  e passo temporale  $\Delta\tau$  e sostituendo alle derivate dei rapporti incrementali, che si calcolano facendo uso dei valori delle funzioni incognite nei punti del reticolo. L'uso di indici seminteri per il calcolo di  $\theta$  è stato introdotto allo scopo di ottenere una migliore centratura dello schema e quindi un più alto grado di precisione.

Lo schema, per quel che riguarda l'equazione parabolica in  $\beta$  e la condizione al contorno per  $\xi = 0$  è implicito, nel senso che i valori di  $\beta$  nel punto  $(j \Delta\xi, (n+1) \Delta\tau)$  non sono calcolati solo in funzione dei valori di  $\beta$  al tempo  $n \cdot \Delta\tau$  ma dipendono anche dai valori  $\beta_{j-1}^{n+1}$  e  $\beta_{j+1}^{n+1}$ . Pertanto, ad ogni iterazione, il valore di  $\beta_j^{n+1}$  va calcolato risolvendo, nel modo che vedremo, un sistema lineare.

Lo schema implicito è stato adottato, nonostante la maggiore difficoltà di risoluzione, perchè, come si vedrà dall'analisi di stabilità, esso assicura l'incondizionata stabilità dello schema numerico. Per risolvere il sistema si procede nel seguente modo: supponiamo che il calcolo sia stato eseguito fino al tempo  $n \cdot \Delta\tau$ ; possiamo allora ricavare dalla (2.3)  $\theta_{j+1/2}^{n+1}$  per  $j = 1, \dots, N-1$  tenendo conto della condizione al contorno (4.3). A questo punto si può risolvere il sistema costituito dalle (1.3) e dalle condizioni al contorno (4.3) e (5.3). Il sistema (1.3) si può scrivere nella forma

$$(6.3) \quad -A_j \beta_{j+1}^{n+1} + B_j \beta_j^{n+1} - C_j \beta_{j-1}^{n+1} = D_j$$

con

$$\left\{ \begin{array}{l} A_j = \frac{-2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} F_{j+1/2}^{n+1} (\xi_{j+1/2} + (R^2)^{n+1}) \end{array} \right.$$

$$\left. \begin{aligned}
 B_j &= 1 + \frac{2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} \left\{ F_{j+1/2}^{n+1} (\xi_{j+1/2} + (R^2)^{n+1}) + \right. \\
 &\quad \left. + F_{j-1/2}^{n+1} (\xi_{j-1/2} + (R^2)^{n+1}) \right\} \\
 C_j &= \frac{2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} F_{j-1/2}^{n+1} (\xi_{j-1/2} + (R^2)^{n+1}) \\
 D_j &= \frac{2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} F_{j+1/2}^n (\xi_{j+1/2} + (R^2)^n) \beta_{j+1}^n + \\
 &\quad + \left\{ 1 - \frac{2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} \left[ F_{j+1/2}^n (\xi_{j+1/2} + (R^2)^n) - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - F_{j-1/2}^n (\xi_{j-1/2} + (R^2)^n) \right] \right\} \beta_j^n + \\
 &\quad + \frac{2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} F_{j-1/2}^n (\xi_{j-1/2} + (R^2)^n) \beta_{j-1}^n
 \end{aligned} \right\} \quad (7.3)$$

Come si vede  $A_j$ ,  $B_j$ ,  $C_j$ ,  $D_j$ , sono funzioni note delle quantità calcolate al tempo  $n\Delta\tau$ . Si vede che un sistema del tipo (6.3) (tridiagonale), si può facilmente risolvere purchè siano soddisfatte le condizioni

$$(8.3) \quad A_j > 0 \quad B_j > 0 \quad C_j > 0$$

$$B_j > A_j + C_j$$

Se si scrive ora

$$(9.3) \quad \beta_j^{n+1} = E_j \beta_{j+1}^{n+1} + F_j$$

con  $E_j = \frac{A_j}{B_j - C_j E_{j-1}}$   $j > 1$

$$(10.3) \quad F_j = \frac{D_j + C_j F_{j-1}}{B_j - C_j E_{j-1}} \quad j \geq 1$$

e se tenendo conto delle condizioni al contorno, si calcola:

$$(11.3) \quad \begin{aligned} E_0 &= \frac{2\Delta\tau}{\Delta\xi} (R^2)^{n+1} F_{1/2}^{n+1} \left\{ (R^2)^{n+1} \cdot \left[ 1 + \frac{2\Delta\tau}{\Delta\xi} F_{1/2}^{n+1} \right] \right\} \\ F_0 &= \left\{ \left( 1 - \frac{2\Delta\tau}{\Delta\xi} F_{1/2}^n \right) (R^2)^n \beta_0^n + \frac{2\Delta\tau}{\Delta\xi} (R^2)^n F_{1/2}^n \beta_1^n \right\} \cdot \\ &\quad \cdot \frac{1}{(R^2)^{n+1} \cdot \left[ 1 + \frac{2\Delta\tau}{\Delta\xi} F_{1/2}^{n+1} \right]} \end{aligned}$$

si possono ricavare successivamente  $\beta_{N-1}^{n+1}$ ,  $\beta_{N-2}^{n+1}$  etc. fino a  $\beta_1^{n+1}$ . Si noti che, in accordo con quanto si è ricavato nel paragrafo 2, lo schema numerico scelto non fa mai intervenire i valori al contorno della funzione  $\theta$ .

Per quanto riguarda la stabilità di questo schema, seguendo il metodo di Von Newmann - Richtmyer, si suppone di dare una piccola perturbazione allo stato iniziale del sistema, cioè:

$$(12.3) \quad \begin{cases} \beta_j = \beta_0 + \sigma_j \\ \theta_j = \theta_0 + \varepsilon_j \end{cases}$$

con  $\sigma_j$  e  $\varepsilon_j$ , quantità piccole rispetto ai valori iniziali  $\beta_0$  e  $\theta_0$ . Nell'analisi di stabilità vengono trascurati i termini di secondo ordine in  $\sigma_j$  e  $\varepsilon_j$ .

Le equazioni (1.3) e (2.3) nell'ipotesi che valgano le (12.3) e che  $F(\theta) = \theta$  diventano

$$\begin{aligned}
 \sigma_{j+1}^{n+1} - \sigma_j^n &= \frac{2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} \left\{ (\epsilon_{j+1/2}^{n+1} + \theta_o)(\xi_{j+1/2} + (R^2)^{n+1})(\sigma_{j+1}^{n+1} - \sigma_j^{n+1}) \right. \\
 &\quad \left. - (\epsilon_{j-1/2}^{n+1} + \theta_o)(\xi_{j-1/2} + (R^2)^{n+1})(\sigma_j^{n+1} - \sigma_{j-1}^{n+1}) \right. \\
 (13.3) \quad &\quad \left. + (\epsilon_{j+1/2}^n + \theta_o)(\xi_{j+1/2} + (R^2)^n)(\sigma_{j+1}^n - \sigma_j^n) \right. \\
 &\quad \left. - (\epsilon_{j-1/2}^n + \theta_o)(\xi_{j-1/2} + (R^2)^n)(\sigma_j^n - \sigma_{j-1}^n) \right\}
 \end{aligned}$$

$$(14.3) \quad \epsilon_{j+1/2}^{n+1} - \epsilon_{j+1/2}^n = 4L^2 \frac{\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} (\epsilon_{j+1/2}^n + \theta_o)(\xi_{j+1/2} + (R^2)^n)(\sigma_{j+1}^n - \sigma_j^n)^2$$

Da cui semplificando e trascurando gli infinitesimi del secondo ordine si ricava:

$$\begin{aligned}
 \sigma_j^{n+1} - \sigma_j^n &= \frac{2\Delta\tau}{(\Delta\xi)^2} \theta_o \left\{ (\xi_{j+1/2} + (R^2)^{n+1}) \sigma_{j+1}^{n+1} - 2(\xi_j + (R^2)^{n+1}) \sigma_j^{n+1} + \right. \\
 (15.3) \quad &\quad \left. + (\xi_{j-1/2} + (R^2)^{n+1}) \sigma_{j-1}^{n+1} + (\xi_{j+1/2} + (R^2)^n) \sigma_j^n - \right. \\
 &\quad \left. - 2(\xi_j + (R^2)^n) \sigma_j^n + (\xi_{j-1/2} + (R^2)^n) \sigma_{j-1}^n \right\}
 \end{aligned}$$

$$(16.3) \quad \epsilon_{j+1/2}^{n+1} - \epsilon_{j+1/2}^n \approx 0$$

Ciò significa che, nell'approssimazione in cui ci si è posti, si possono fare considerazioni di stabilità semplicemente sull'equazione in  $\beta$ , considerando  $\theta$  come costante. Dato che per l'equazione parabolica in  $\beta$  si è adottato uno schema implicito che risulta incondizionatamente stabile lo schema complessivo si può considerare stabile.

E' chiaro che si tratta di un'analisi di stabilità euristica non solo per la linearizzazione delle equazioni, ma anche perché non si è tenuto conto delle condizioni al contorno. Ciononostante il risultato ottenuto è stato verificato dalle prove numeriche, almeno quando per la condizione al contorno, si è adottata una discretizzazione di tipo隐式 come nella (5.3)

Se tuttavia, per essere più aderenti alla natura del problema, cioè per tener conto delle considerazioni fatte al paragrafo 2, si usa una discretizzazione di tipo esplicito:

$$(17.3) \quad \frac{(R^2)^{n+1} \beta_0^{n+1} - (R^2)^n \beta_0^n}{\Delta\tau} = 4 \left\{ (R^2)^n F_{1/2}^n \frac{\beta_1^n - \beta_0^n}{\Delta\xi} \right\}$$

per valori di  $\Delta\tau$  troppo grandi si possono presentare delle instabilità sul contorno che poi si ripercuotono su tutta la regione in cui è eseguito il calcolo.

Più precisamente, se usiamo la (17.3) ci si può aspettare che  $\Delta\xi$  e  $\Delta\tau$  debbano soddisfare alla condizione di stabilità:

$$(18.3) \quad \Delta\tau < \frac{\Delta\xi}{4 F(\theta)}$$

Come si vedrà più diffusamente in seguito, i  $\Delta\xi$  necessari ad una trattazione accurata di questo problema, sono molto piccoli (dell'ordine di  $10^{-6}$ ). Se si è costretti ad applicare la condizione (18.3), anche i  $\Delta\tau$  usati devono essere molto piccoli e quindi il tempo di calcolo per arrivare a  $\tau = \frac{1}{k}$  diviene molto elevato. In generale la (17.3) non è stata quindi adottata anche se, nel caso in cui valga il segno di uguaglianza, cioè

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\xi}{4 F(\theta)}$$

essa approssima molto bene la (4.1). In quest'ipotesi infatti la (17.3) diviene:

$$(R^2)^{n+1} \beta_0^{n+1} = (R^2)^n \beta_1^n$$

il che equivale a dire che il valore di  $R^2\beta$  sul contorno è trasportato costante lungo le rette di inclinazione:

$$\frac{\Delta\xi}{\Delta\tau} = -4 F(\theta)$$

#### 4. Trasformazioni di coordinate e risoluzione numerica

Dai primi risultati numerici, ottenuti applicando lo schema alle differenze finite del paragrafo 3, si sono potute notare due cose importanti, ai fini di una trattazione corretta del problema. La prima è che le variazioni sensibili di  $\beta$  e  $\theta$  rispetto al valore iniziale si hanno solamente ad una distanza relativamente piccola dalla parete del liner  $\xi = 0$ .

La regione di liner interessata varia naturalmente al variare del parametro  $k$ , che è proporzionale alla velocità con cui il cilindro conduttore viene spinto verso l'origine. Ciò dipende dal fatto che, quanto minore è la velocità con cui viene compresso il campo magnetico, tanto maggiore è la regione del liner in cui il campo magnetico può diffondere. Pertanto, a seconda del valore di  $k$ , è possibile impostare la condizione al contorno (5.1) anziché per  $\xi \rightarrow \infty$ , per valori di  $\xi \leq 1$ .

La seconda cosa importante è che il comportamento della soluzione per  $\tau \rightarrow 1/k$  è molto sensibile alla scelta del passo  $\Delta\xi$  e che, a causa della singolarità delle equazioni per  $\tau \rightarrow 1/k$ , per ottenere dei risultati attendibili, bisogna fare uso di passi  $\Delta\xi$  molto piccoli. Ci si è accorti di questo fatto facendo dei calcoli in cui i passi  $\Delta\xi$  erano successivamente dimezzati e osservando come la soluzione fosse estremamente sensibile a queste variazioni. Il fenomeno più indicativo è stato il fatto che nel caso  $F(\theta) = 1$  per  $\tau \rightarrow 1/k$  i valori in prossimità del contorno cominciano a crescere molto rapidamente e in modo da produrre una discontinuità molto marcata della derivata prima di  $\beta$ .

Per esempio :

$$\text{per } k = 100, 0 \leq \xi \leq 0.6, \Delta y = 3 \cdot 10^{-3}$$

e	$t = k\tau = 0.98$
in	$x = 0 \quad \beta = 6.24 \cdot 10^2$
	$x = 1.2 \cdot 10^{-2} \quad \beta = 1.88 \cdot 10$
	$x = 2.4 \cdot 10^{-2} \quad \beta = 8.75$

Questo comportamento è tanto più accentuato e comincia a tempi tanto più piccoli, quanto meno il reticolo è fitto. Rimane quindi mascherato il vero andamento di  $\beta$  e  $\vartheta$  in prossimità dell'origine che, per il problema fisico, è molto importante conoscere.

D'altra parte, per ragioni pratiche (tempo di calcolo e memoria del calcolatore) non è possibile usare dei  $\Delta\xi$  molto piccoli ( $< 10^{-4}$ ) in tutto l'intervallo dalla  $\xi$  che interessa. Non è neppure conveniente adottare una suddivisione con valori di  $\Delta\xi$  diversi in zone differenti dell'intervallo, per esempio:

$$\begin{aligned}\Delta\xi &= 10^{-5} & 0 \leq \xi \leq \xi_1 \\ \Delta\xi &= 10^{-4} & \xi_1 \leq \xi \leq \xi_2 \\ \Delta\xi &= 10^{-3} & \xi_2 \leq \xi \leq \xi_3 \quad \text{etc.}\end{aligned}$$

Infatti, se lo schema numerico è di tipo implicito, questo espediente comporta delle notevoli difficoltà nella risoluzione delle (1.1) e (2.1), se si vuole che le differenze spaziali siano sempre ben centrate. Se d'altra parte si introduce uno schema esplicito, per semplificare il passaggio da una regione all'altra, c'è però la difficoltà che  $\Delta\tau$  deve essere scelto in modo da soddisfare alla condizione di stabilità (cioè  $\Delta\tau \sim (\Delta\xi)^2$ ) e, se  $\Delta\xi$  è scelto piccolo in certe regioni,  $\Delta\tau$  è di conseguenza così piccolo che il tempo di calcolo diventa molto grande.

Si è pensato allora ad un cambiamento della variabile indipendente, tale da trasformare l'intervallo  $(0, \infty)$  nell'intervallo  $(1, 0)$  e tale che, a variazioni costanti della nuova variabile indipendente, corrispondano  $\Delta\xi$  molto piccoli in prossimità di  $\xi = 0$  e via via sempre più grandi per  $\xi \rightarrow \infty$  (fig. 2)

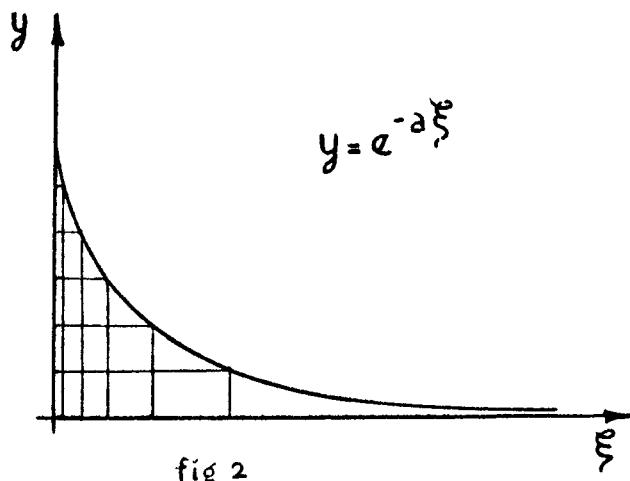


fig 2

Una trasformazione di questo tipo può essere

$$(1.4) \quad y = e^{-a\xi} \quad a > 1$$

la quale porta a valori  $\Delta\xi$  tanto più piccoli per  $\xi \rightarrow 0$  quanto più grande è il valore di  $a$ . Come si vede per  $y \rightarrow 0$ ,  $\Delta\xi \rightarrow \infty$ . Tuttavia se si divide in 100 parti l'intervallo  $0 \leq y \leq 1$ , per valori di  $a$  tali che in prossimità di  $\xi = 0$  sia  $\Delta\xi \leq 10^{-5}$ , questa funzione taglia praticamente tutti i valori di  $\xi$  maggiori di  $10^{-2}$ . In altre parole tutto l'intervallo, da  $\xi \approx 10^{-2}$  a  $\xi \rightarrow \infty$ , corrisponde ad un solo  $\Delta y$ .

Si è allora cercata una trasformazione che presenti i vantaggi della funzione esponenziale per  $\xi \rightarrow 0$ , ma ne attenui i difetti per  $\xi \rightarrow \infty$ . Si è scelta infine la funzione:

$$(2.4) \quad y = \frac{1}{(1+b\xi)^r} = f(\xi) \quad r > 0, b > 0$$

Infatti  $y'(0) = -r \cdot b$ , mentre per la trasformazione (1.4)  $y'(0) = -a$ , quindi il comportamento delle due funzioni nell'intorno dell'origine è uguale pur di scegliere  $r \cdot b = a$ .

D'altra parte la (2.4) riduce molto meno della funzione esponenziale l'intervallo utilizzabile. Ciò si può vedere dalle tabulazioni eseguite per la funzione (1.4) e per la (2.4) al variare dei parametri  $a$ ,  $r$ ,  $b$ . (Tab. 1 - 2)

Scriviamo ora il sistema (1.1) e (2.1) con le condizioni (3.1), (4.1) e (5.1) supponendo di introdurre, nella maniera vista, una nuova variabile spaziale

$$y = f(\xi)$$

e, per comodità, anche la nuova variabile temporale

$$(3.4) \quad t = k\tau$$

Introducendo poi la funzione

$$(4.4) \quad w(y, t) = \xi(y) + R^2(t)$$

osservando che

$$\frac{dy}{d\xi} = \frac{df[\xi(y)]}{d\xi} = \varphi(y)$$

e quindi

$$\frac{\partial}{\partial \xi} = \left( \frac{\partial}{\partial y} \right) \cdot \frac{dy}{d\xi} = \left( \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi(y)$$

le equazioni diventano:

$$(5.4) \quad \beta_t = \frac{4}{k} \varphi(y) [F(\theta) \varphi(y) w(y, t) - \beta_y]_y$$

$$(6.4) \quad \theta_t = \frac{4L^2}{k} \varphi^2(y) F(\theta) w(y, t) \beta_y^2$$

con le condizioni

$$(7.4) \quad (R^2 \beta)_t = \frac{4}{k} \varphi(y) R^2 F(\theta) \beta_y \quad \text{per } y = 1$$

$$(8.4) \quad \beta(t, 0) = 1$$

$$(9.4) \quad \beta(0, y) = \theta(0, y) = 1$$

Lo schema alle differenze finite in completa analogia con le (1.3), (2.3), (3.3), (4.3) e (5.3) è:

$$(10.4) \quad \begin{aligned} \frac{\beta_{j+1}^{n+1} - \beta_j^n}{\Delta t} &= \frac{4}{k} \varphi_j \frac{1}{2\Delta y} \left\{ F_{j+1/2}^{n+1} \varphi_{j+1/2} w_{j+1/2}^{n+1} \frac{\beta_{j+1}^{n+1} - \beta_j^{n+1}}{\Delta y} \right. \\ &\quad - F_{j-1/2}^{n+1} \varphi_{j-1/2} w_{j-1/2}^{n+1} \frac{\beta_j^{n+1} - \beta_{j-1}^{n+1}}{\Delta y} + F_{j+1/2}^n \varphi_{j+1/2} \\ &\quad \left. w_{j+1/2}^n \frac{\beta_{j+1}^n - \beta_j^n}{\Delta y} - F_{j-1/2}^n \varphi_{j-1/2} w_{j-1/2}^n \frac{\beta_j^n - \beta_{j-1}^n}{\Delta y} \right\} \end{aligned}$$

$$(11.4) \quad \frac{\theta_{j+1/2}^{n+1} - \theta_{j+1/2}^n}{\Delta t} = \frac{4L^2}{k} \left( \phi_{j+1/2} \right)^2 F_{j+1/2}^n w_{j+1/2}^n \left( \frac{\beta_{j+1}^n - \beta_j^n}{\Delta y} \right)^2$$

Con le condizioni al contorno e iniziali

$$(12.4) \quad \frac{(R^2)^{n+1} \beta_N^{n+1} - (R^2)^n \beta_N^n}{\Delta t} = \frac{4}{k} \phi_N \frac{1}{2} \left\{ (R^2)^{n+1} F_{N-1/2}^{n+1} \frac{\beta_N^{n+1} - \beta_{N-1}^{n+1}}{\Delta y} - \right. \\ \left. - (R^2)^n F_{N-1/2}^n \frac{\beta_N^n - \beta_{N-1}^n}{\Delta y} \right\}$$

$$(13.4) \quad \beta_0^n = 1$$

$$(14.4) \quad \beta_j^0 = \theta_j^0 = 1$$

## 5. Risultati

Il problema è stato trattato numericamente per vari valori dei parametri  $k$  e  $L$  nei due casi:

$$F(\theta) = 1 \quad \text{equazioni disaccoppiate}$$

$$F(\theta) = \theta \quad \text{equazioni accoppiate}$$

e precisamente:

$$F(\theta) = 1$$

K	10	50	100
L	1	1	1

$$F(\theta) = \theta$$

K	50	50	50	1000	1000	10000
L	$10^{-2}$	$10^{-1}$	1	$10^{-2}$	$10^{-1}$	$10^{-1}$

Per giudicare sull'attendibilità dei risultati si è dovuto cercare un test, cioè il calcolo di una grandezza il cui valore, per ragioni fisiche, fosse noto. Il test più semplice è parso il calcolo dell'espressione:

$$\Phi(\tau) = \int_0^{\infty} (\beta(\xi, \tau) - 1) d\xi + R^2(k\tau) \cdot \beta(0, \tau)$$

che, com'è noto, essendo il flusso totale del campo magnetico, deve mantenersi costante (nel nostro caso uguale a uno).

Questo test ha permesso di constatare l'importanza della scelta dei parametri  $r$  e  $b$  nella trasformazione (2.4).

Nel caso disaccoppiato, per esempio, che è sempre il più difficile da trattare, in quanto la funzione  $\beta$  continua a crescere per la compressione del flusso magnetico, e solo per tempi molto prossimi a  $1/k$  incomincia a risentire dell'effetto della diffusione attraverso il liner, è importante che il passo  $\Delta\xi$  in prossimità del punto  $\xi = 0$  sia molto piccolo ( $< 10^{-6}$ ). Infatti, come si è già detto, per  $\tau = \frac{1}{k}$  le equazioni presentano una singolarità e in prossimità di questo valore di  $\tau$  si devono usare dei passi

spaziali e temporali molto piccoli se si vuole che l'effetto della singolarità non si faccia sentire troppo presto, mascherando il vero andamento della funzione  $\beta$  sul contorno.

Nello stesso tempo però è necessario che l'intervallo della  $\xi$  in cui viene effettivamente eseguito il calcolo sia tale da tener conto di tutti i punti del liner in cui si ha una perturbazione delle grandezze  $\beta$  e  $\theta$ . La grandezza dell'intervallo della  $\xi$  da utilizzare nel calcolo si può valutare definendo delle opportune grandezze caratteristiche che dipendono dal valore di  $k$  e rappresentano il rapporto fra i valori della funzione  $\beta$  e delle sue derivate prima e seconda [4].

E' molto più facile seguire l'andamento del fenomeno nel caso in cui le equazioni sono accoppiate, in quanto  $\beta$  comincia a risentire molto prima della diffusione attraverso il liner e presenta un massimo ben marcato.

Nei casi  $F(\theta) = 1$  si è trovato un massimo nei valori al contorno di  $\beta$  per valori di  $k$  dell'ordine di 100. Per valori di  $k$  superiori, il massimo si trova probabilmente per tempi  $\tau$  così prossimi a  $1/k$  che la singolarità non permette di mettere in luce tale andamento.

D'altra parte, non si può spingere oltre un certo limite la riduzione dei  $\Delta\xi$ . Infatti, se da una parte si possono scegliere dei valori molto grandi del prodotto  $r.b$  nella (2.4) (fino all'ordine di  $10^5$ ), si è però costretti, per non avere un'intervallo effettivo della  $\xi$  troppo piccolo, a scegliere valori di  $r$  tanto più piccoli quanto maggiore è  $b$ . Tuttavia se ad esempio  $r < 0.3$ , l'intervallo della  $\xi$  in cui si esegue il calcolo è grande, ma non permette lo stesso una trattazione accurata, in quanto si ha una grande concentrazione di punti in vicinanza dell'origine, ma pochi punti con  $\Delta\xi$  molto grandi, in buona parte della zona in cui è ancora importante la variazione di  $\beta$  e  $\theta$ .

Nel seguito sono presentati, per vari valori di  $k$  e nei due casi  $F(\theta) = 1$  e  $F(\theta) = \theta$ , grafici e tabulazioni dell'andamento delle funzioni incognite sulla parete interna del liner, al variare del tempo, oppure dell'andamento di queste stesse funzioni ad un generico tempo  $t$  nei punti interni al liner, cioè al variare della coordinata lagrangiana  $\xi$ .

I simboli usati sono i seguenti:

T	$t$
TAU	$\tau$
DT	$\Delta t$
R	$R$
X	$\xi$
Y	$y$
DO	$r$ (coordinata euleriana)
B	$\beta$
Z	$\theta$
FI	$f(\xi, t) = \int_0^\xi (\beta-1)d\xi$
FT	$\Phi(t)$

$X_1, X_2, X_3, X_4, X_5$  nelle prime due tabulazioni corrispondono a  $\xi$  rispettivamente nelle trasformazioni di coordinate  $y = e^{-b\xi}$  e  $y = \frac{1}{(1+b\xi)^r}$  con  $r = 2, 1, 0.5, 0.4$ .

#### Bibliografia

- 1) R. Courant - D. Hilbert : "Methods of mathematical physics"  
Vol.II Interscience Publishers, 1962
- 2) R.D. Richtmyer : "Difference methods for initial-value problems"  
Interscience Publishers 1957
- 3) G. Lehner - J.G. Linhart - J.P. Somon : "Limitations on magnetic fields obtained by flux compression".  
Nuclear Fusion 4 (1964) pgg.362-379
- 4) J.P. Somon : "Magnetic fields obtained by flux compression - Limitation due to the diffusion of the field". Rapporto Interno del Laboratorio Gas Ionizzati Euratom-Cnen (1965). In corso di stampa.

Y	X1	X2	X3	X4	X5
0.	1.0000E+20	1.0000E+20	1.0000E+20	1.0000E+20	1.0000E+20
1.0.0000E-03	1.3158E-03	2.5714E-03	1.8286E-02	8.569E-02	8.571E-01
2.0.0000E-02	1.1177E-03	1.7346E-03	1.4000E-02	1.1400E-01	5.0505E-00
3.0.0000E-02	1.0019E-03	1.3639E-03	1.2381E-02	7.1717E-01	1.8326E-00
4.0.0000E-02	9.1968E-04	1.1429E-03	9.8571E-03	5.7829E-01	9.2577E-01
5.0.0000E-02	8.5592E-04	9.9204E-04	7.959E-03	4.1400E-01	1.0822E-01
6.0.0000E-02	7.3833E-04	8.8071E-04	6.2857E-03	3.4357E-02	2.2372E-01
7.0.0000E-02	5.5979E-04	7.9418E-04	5.2857E-03	2.8023E-02	1.5755E-01
8.0.0000E-02	7.2164E-04	7.2444E-04	4.2889E-03	1.9079E-02	1.1729E-01
9.0.0000E-02	6.8798E-04	6.6667E-04	3.2857E-03	1.4357E-02	9.0655E-02
10.0.0000E-02	6.5788E-04	6.1779E-04	2.2571E-03	1.0232E-02	7.0907E-02
1.1.0000E-01	6.3065E-04	5.7575E-04	2.0952E-03	1.9556E-02	5.6991E-02
1.2.0000E-01	6.0579E-04	5.3907E-04	1.9121E-03	1.6220E-02	4.6604E-02
1.3.0000E-01	5.8292E-04	5.0671E-04	1.7551E-03	1.4292E-02	3.2501E-02
1.4.0000E-01	5.6175E-04	4.7789E-04	1.6190E-03	1.2413E-02	2.7616E-02
1.5.0000E-01	5.4203E-04	4.5200E-04	1.5000E-03	1.0875E-02	2.3492E-02
1.6.0000E-01	5.2350E-04	4.2857E-04	1.3950E-03	9.6006E-03	1.7616E-02
1.7.0000E-01	5.0627E-04	4.0724E-04	1.2180E-03	8.5286E-03	1.5686E-02
1.8.0000E-01	4.8991E-04	3.8777E-04	1.1429E-03	7.8571E-03	1.3552E-02
1.9.0000E-01	4.7149E-04	3.6976E-04	1.0748E-03	7.1931E-03	1.2300E-02
2.0.0000E-01	4.5984E-04	3.5316E-04	1.0130E-03	6.6175E-03	1.0976E-02
2.1.0000E-01	4.4590E-04	3.3777E-04	9.5652E-04	5.1153E-03	9.3395E-03
2.2.0000E-01	4.3261E-04	3.2343E-04	9.0476E-04	4.6746E-03	8.8571E-03
2.3.0000E-01	4.1991E-04	3.1004E-04	8.5714E-04	4.2857E-03	8.0566E-03
2.4.0000E-01	4.0775E-04	2.9750E-04	8.1319E-04	4.0408E-03	7.2556E-03
2.5.0000E-01	3.9608E-04	2.8571E-04	7.7249E-04	3.6335E-03	6.6022E-03
2.6.0000E-01	3.8488E-04	2.7462E-04	7.3469E-04	3.3586E-03	5.5505E-03
2.7.0000E-01	3.7415E-04	2.6414E-04	6.9951E-04	3.1116E-03	4.6467E-03
2.8.0000E-01	3.6370E-04	2.5492E-04	6.6667E-04	2.8889E-03	3.9530E-03
2.9.0000E-01	3.5369E-04	2.4484E-04	6.3594E-04	2.6045E-03	3.6567E-03
3.0.0000E-01	3.4399E-04	2.3593E-04	6.0714E-04	2.3379E-03	3.3340E-03
3.1.0000E-01	3.3462E-04	2.2747E-04	5.8009E-04	2.1859E-03	2.0707E-03
3.2.0000E-01	3.2555E-04	2.1936E-04	5.5462E-04	1.9189E-03	1.9391E-03
3.3.0000E-01	3.1676E-04	2.1165E-04	5.3061E-04	1.6901E-03	1.8176E-03
3.4.0000E-01	3.0823E-04	2.0428E-04	5.0794E-04	1.4500E-03	1.7051E-03
3.5.0000E-01	2.9995E-04	1.9723E-04	4.8649E-04	1.2421E-03	1.5042E-03
3.6.0000E-01	2.9190E-04	1.9048E-04	4.6617E-04	1.0445E-03	1.3304E-03
3.7.0000E-01	2.8407E-04	1.8400E-04	4.4689E-04	8.5714E-04	1.2525E-03
3.8.0000E-01	2.7643E-04	1.7778E-04	4.2957E-04	7.5927E-04	1.1796E-03
3.9.0000E-01	2.6903E-04	1.7179E-04	4.1150E-04	6.5000E-04	1.1114E-03
4.0.0000E-01	2.6180E-04	1.6604E-04	4.0000E-04	5.0000E-04	1.0476E-03
4.1.0000E-01	2.5474E-04	1.6150E-04	3.9456E-04	4.1410E-04	9.8786E-04
4.2.0000E-01	2.4786E-04	1.5515E-04	3.8784E-04	3.3404E-04	8.9177E-04
4.3.0000E-01	2.4113E-04	1.5000E-04	3.8219E-04	2.5952E-04	7.3687E-04
4.4.0000E-01	2.3457E-04	1.4502E-04	3.7540E-04	2.0707E-04	6.2135E-04
4.5.0000E-01	2.2815E-04	1.4020E-04	3.6921E-04	1.5977E-04	5.0707E-04
4.6.0000E-01	2.2187E-04	1.3555E-04	3.6364E-04	1.2593E-04	4.2940E-04
4.7.0000E-01	2.1572E-04	1.3141E-04	3.5540E-04	1.0777E-04	3.5377E-04
4.8.0000E-01	2.0971E-04	1.2668E-04	3.4921E-04	9.0427E-05	2.8688E-04
4.9.0000E-01	2.0381E-04	1.2245E-04	3.4337E-04	7.5756E-05	2.3304E-04
5.0.0000E-01	1.9804E-04	1.1835E-04	3.3777E-04	6.2536E-05	2.0252E-04
5.1.0000E-01	1.9230E-04	1.1437E-04	3.3151E-04	5.6361E-05	1.7907E-04
5.2.0000E-01	1.8686E-04	1.1050E-04	3.2574E-04	5.0507E-05	1.5437E-04
5.3.0000E-01	1.8139E-04	1.0674E-04	3.2095E-04	4.4794E-05	4.0427E-04
5.4.0000E-01	1.7605E-04	1.0309E-04	3.1539E-04	4.0213E-05	3.1450E-04
5.5.0000E-01	1.7080E-04	9.9543E-05	3.1050E-04	3.6368E-05	2.7222E-04
5.6.0000E-01	1.6566E-04	9.6087E-05	2.9738E-04	3.2190E-05	2.3688E-04
5.7.0000E-01	1.6061E-04	9.2724E-05	2.8755E-04	2.9053E-05	2.0818E-04
5.8.0000E-01	1.5565E-04	8.9447E-05	2.7955E-04	2.6760E-05	1.8344E-04
5.9.0000E-01	1.5175E-04	8.6254E-05	2.7151E-04	2.4576E-05	1.6215E-04
6.0.0000E-01	1.4595E-04	8.3141E-05	2.6426E-04	2.2449E-05	1.4367E-04
6.1.0000E-01	1.4123E-04	8.0105E-05	2.5780E-04	2.0550E-05	1.2676E-04
6.2.0000E-01	1.3658E-04	7.7143E-05	2.5238E-04	1.8738E-05	1.1212E-04
6.3.0000E-01	1.3201E-04	7.4252E-05	2.4549E-04	1.7133E-05	9.9388E-05
6.4.0000E-01	1.2751E-04	7.1429E-05	2.3957E-04	1.5630E-05	8.6933E-05
6.5.0000E-01	1.2308E-04	6.8671E-05	2.3371E-04	1.4205E-05	7.3907E-05
6.6.0000E-01	1.1872E-04	6.5976E-05	2.2865E-04	1.3037E-05	6.2251E-05
6.7.0000E-01	1.1424E-04	6.3341E-05	2.2374E-04	1.1976E-05	5.1359E-05
6.8.0000E-01	1.1019E-04	6.0765E-05	2.1872E-04	1.0934E-05	4.3674E-05
6.9.0000E-01	1.0602E-04	5.8245E-05	2.1371E-04	9.9738E-06	3.5756E-05
7.0.0000E-01	1.0191E-04	5.5336E-05	2.0871E-04	9.0533E-06	2.8688E-05
7.1.0000E-01	9.7854E-05	5.2366E-05	2.0371E-04	8.1074E-06	2.2951E-05
7.2.0000E-01	9.3858E-05	4.9847E-05	1.9871E-04	7.2094E-06	1.7886E-05
7.3.0000E-01	9.9917E-05	4.6889E-05	1.9397E-04	6.3044E-06	1.3412E-05
7.4.0000E-01	8.6030E-05	4.4202E-05	1.8907E-04	5.4044E-06	9.8180E-06
7.5.0000E-01	8.2195E-05	4.0220E-05	1.8423E-04	4.5044E-06	6.3454E-06
7.6.0000E-01	7.8411E-05	3.7080E-05	1.7938E-04	3.6044E-06	5.3622E-06
7.7.0000E-01	7.4676E-05	3.4887E-05	1.7470E-04	2.7020E-06	4.2155E-06
7.8.0000E-01	7.0984E-05	3.2739E-05	1.6911E-04	1.8020E-06	3.6359E-06
7.9.0000E-01	6.7349E-05	3.0724E-05	1.6450E-04	1.0806E-06	2.8688E-06
8.0.0000E-01	6.3755E-05	2.8724E-05	1.5987E-04	2.2222E-06	2.0812E-06
8.1.0000E-01	6.0260E-05	2.6714E-05	1.5531E-04	1.2894E-06	1.3833E-06
8.2.0000E-01	5.6700E-05	2.4704E-05	1.5083E-04	6.8107E-07	8.4180E-07
8.3.0000E-01	5.3237E-05	2.2693E-05	1.4622E-04	3.5044E-07	4.2081E-07
8.4.0000E-01	4.9815E-05	2.0602E-05	1.4162E-04	2.2222E-07	2.0860E-07
8.5.0000E-01	4.6434E-05	1.8512E-05	1.3701E-04	1.0894E-07	1.3432E-07
8.6.0000E-01	4.3092E-05	1.6321E-05	1.3253E-04	6.4321E-08	1.03085E-07
8.7.0000E-01	3.9789E-05	1.4060E-05	1.2803E-04	4.0677E-08	8.1899E-08
8.8.0000E-01	3.6524E-05	1.1780E-05	1.2351E-04	2.4629E-08	5.6833E-08
8.9.0000E-01	3.3295E-05	1.7142E-05	1.1905E-04	1.4306E-08	3.6100E-08
9.0.0000E-01	3.0103E-05	1.5455E-05	1.1547E-04	9.3101E-09	2.5969E-08
9.1.0000E-01	2.6946E-05	1.3796E-05	1.1213E-04	7.0191E-09	1.6221E-08
9.2.0000E-01	2.3823E-05	1.2163E-05	1.0850E-04	5.8257E-09	1.0919E-08
9.3.0000E-01	2.0734E-05	1.0558E-05	1.0450E-04	4.6484E-09	7.7988E-09
9.4.0000E-01	1.7677E-05	9.7755E-06	1.00538E-04	3.7638E-09	4.0919E-09
9.5.0000E-01	1.4655E-05	7.4224E-06	9.6038E-05	2.8012E-09	3.0698E-09
9.6.0000E-01	1.1633E-05	5.9191E-06	9.1905E-05	2.0.8012E-06	2.2606E-09
9.7.0000E-01	8.7026E-06	4.3846E-06	8.3365E-06	1.7946E-05	1.4801E-05
9.8.0000E-01	5.7722E-06	2.9007E-06	5.8309E-06	1.7181E-05	1.2698E-06
9.9.0000E-01	2.8715E-06	1.4394E-06	2.8860E-06	2.8012E-06	0.

Tab.1 : Valori di  $\xi$  nelle trasformazioni  $y = e^{-bx}$   $e$ 

$$y = \frac{1}{(1+b\xi)^r} \quad (r = 2, 1, 0.5, 0.4) \quad \text{con } b = 3.5 \cdot 10^3$$

$\gamma$	$x_1$	$x_2$	$x_3$	$x_4$	$x_5$
10.0000E-01	1.0000E-20	1.0000E-20	1.0000E-20	1.0000E-01	1.0000E-20
2.0000E-01	2.5714E-24	2.8286E-24	2.9569E-01	2.8571E-01	2.8571E-01
3.0000E-01	1.7346E-24	1.2381E-24	1.7177E-02	1.8326E-01	1.8326E-01
4.0000E-01	1.3632E-24	1.0344E-24	1.4000E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	9.1429E-24	6.4286E-24	1.1717E-02	8.9092E-02	8.9092E-02
6.0000E-01	5.9224E-24	4.0357E-24	1.4600E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	5.5923E-24	3.2327E-24	1.7290E-02	1.0822E-01	1.0822E-01
8.0000E-01	5.3833E-24	2.8286E-24	1.7177E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	5.1963E-24	2.5327E-24	1.7177E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	5.0592E-24	2.3272E-24	1.7177E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	1.1177E-24	1.7751E-24	1.7177E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	1.0119E-24	1.4291E-24	1.4291E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	9.0527E-24	1.1779E-24	1.1779E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	8.8071E-24	1.0444E-24	1.0444E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	7.5979E-24	9.2244E-24	9.2244E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	7.2164E-24	8.0714E-24	8.0714E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	6.8798E-24	7.7757E-24	7.7757E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	6.5788E-24	7.2577E-24	7.2577E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	6.3065E-24	6.9274E-24	6.9274E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	6.0579E-24	6.5923E-24	6.5923E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	5.8292E-24	6.1777E-24	6.1777E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	5.6177E-24	5.2033E-24	5.2033E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	5.4203E-24	4.2033E-24	4.2033E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	5.2359E-24	3.2359E-24	3.2359E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	5.0809E-24	2.2857E-24	2.2857E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	4.9459E-24	1.8772E-24	1.8772E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	4.8277E-24	1.5900E-24	1.5900E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	4.7775E-24	1.3777E-24	1.3777E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	4.7099E-24	1.2346E-24	1.2346E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	4.6486E-24	1.1504E-24	1.1504E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	4.5941E-24	1.0571E-24	1.0571E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	4.5367E-24	9.4623E-24	9.4623E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	4.4829E-24	8.4843E-24	8.4843E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	4.4346E-24	7.4623E-24	7.4623E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	4.3822E-24	6.4143E-24	6.4143E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	4.3345E-24	5.4233E-24	5.4233E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	4.2815E-24	4.4594E-24	4.4594E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	4.2317E-24	3.5942E-24	3.5942E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	4.1847E-24	2.7454E-24	2.7454E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	4.1415E-24	2.1836E-24	2.1836E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	4.0972E-24	1.6555E-24	1.6555E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	4.0498E-24	1.1655E-24	1.1655E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	4.0047E-24	8.4047E-24	8.4047E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	3.9551E-24	6.0794E-24	6.0794E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	3.9019E-24	4.8001E-24	4.8001E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	3.8477E-24	3.5462E-24	3.5462E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	3.7944E-24	2.3272E-24	2.3272E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	3.7419E-24	1.9365E-24	1.9365E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	3.6897E-24	1.4286E-24	1.4286E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	3.6350E-24	9.2233E-24	9.2233E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	3.5515E-24	5.0794E-24	5.0794E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	3.4502E-24	3.6364E-24	3.6364E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	3.3555E-24	2.9542E-24	2.9542E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	3.1045E-24	2.2122E-24	2.2122E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	2.6668E-24	1.7381E-24	1.7381E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	2.2435E-24	1.3357E-24	1.3357E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	1.8335E-24	9.7451E-24	9.7451E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	1.4337E-24	6.3747E-24	6.3747E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	1.0510E-24	3.3955E-24	3.3955E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	6.6747E-25	1.1151E-24	1.1151E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	6.1812E-24	6.6364E-24	6.6364E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	5.4747E-24	4.9543E-24	4.9543E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	4.7868E-24	3.5942E-24	3.5942E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	4.1150E-24	2.6668E-24	2.6668E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	3.4545E-24	1.9365E-24	1.9365E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	2.8186E-24	1.4286E-24	1.4286E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	2.2751E-24	9.2233E-24	9.2233E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	1.7815E-24	4.8001E-24	4.8001E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	1.3817E-24	3.5462E-24	3.5462E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	1.0204E-24	2.3272E-24	2.3272E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	9.9233E-25	1.6555E-24	1.6555E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	9.6897E-25	1.0571E-24	1.0571E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	9.4554E-25	6.9247E-24	6.9247E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	9.2210E-25	4.6254E-24	4.6254E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	8.9873E-25	3.1415E-24	3.1415E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	8.7540E-25	2.1050E-24	2.1050E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	8.5197E-25	1.3339E-24	1.3339E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	8.2857E-25	8.0395E-24	8.0395E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	8.0498E-25	5.0990E-24	5.0990E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	7.8210E-25	3.2109E-24	3.2109E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	7.6071E-25	1.6316E-24	1.6316E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	7.3881E-25	8.3687E-24	8.3687E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	7.1711E-25	5.3045E-24	5.3045E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	6.9541E-25	3.1859E-24	3.1859E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	6.7322E-25	2.1357E-24	2.1357E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	6.5103E-25	1.0701E-24	1.0701E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	6.3075E-25	8.0131E-24	8.0131E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	6.1045E-25	6.9229E-24	6.9229E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	5.9017E-25	5.0454E-24	5.0454E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	5.7000E-25	3.5714E-24	3.5714E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	5.5000E-25	2.3272E-24	2.3272E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	5.3000E-25	1.6555E-24	1.6555E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	5.1000E-25	1.0571E-24	1.0571E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	4.9000E-25	6.0794E-24	6.0794E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	4.7000E-25	4.0445E-24	4.0445E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	4.5000E-25	2.6212E-24	2.6212E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	4.3000E-25	1.7451E-24	1.7451E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	4.1000E-25	1.0355E-24	1.0355E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	3.9000E-25	5.9048E-24	5.9048E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	3.7000E-25	3.7512E-24	3.7512E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
1.0000E-01	3.5000E-25	2.5013E-24	2.5013E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
2.0000E-01	3.3000E-25	1.6215E-24	1.6215E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
3.0000E-01	3.1000E-25	1.0222E-24	1.0222E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
4.0000E-01	2.9000E-25	6.2232E-24	6.2232E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
5.0000E-01	2.7000E-25	4.2233E-24	4.2233E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
6.0000E-01	2.5000E-25	2.8000E-24	2.8000E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
7.0000E-01	2.3000E-25	1.8000E-24	1.8000E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
8.0000E-01	2.1000E-25	1.0000E-24	1.0000E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
9.0000E-01	1.9000E-25	5.0000E-25	5.0000E-02	1.0222E-01	1.0222E-01
10.0000E-01	1.7000E-25	0.0000E+00	0.0000E+00	1.0222E-01	1.0222E-01

Tab.2 : Valori di  $\xi$  nelle trasformazioni  $y = e^{-bx}$ 

$$y = \frac{1}{(1+b\xi)^r} \quad (r = 2, 1, 0.5, 0.4) \quad \text{con } b = 3.5 \cdot 10^4.$$

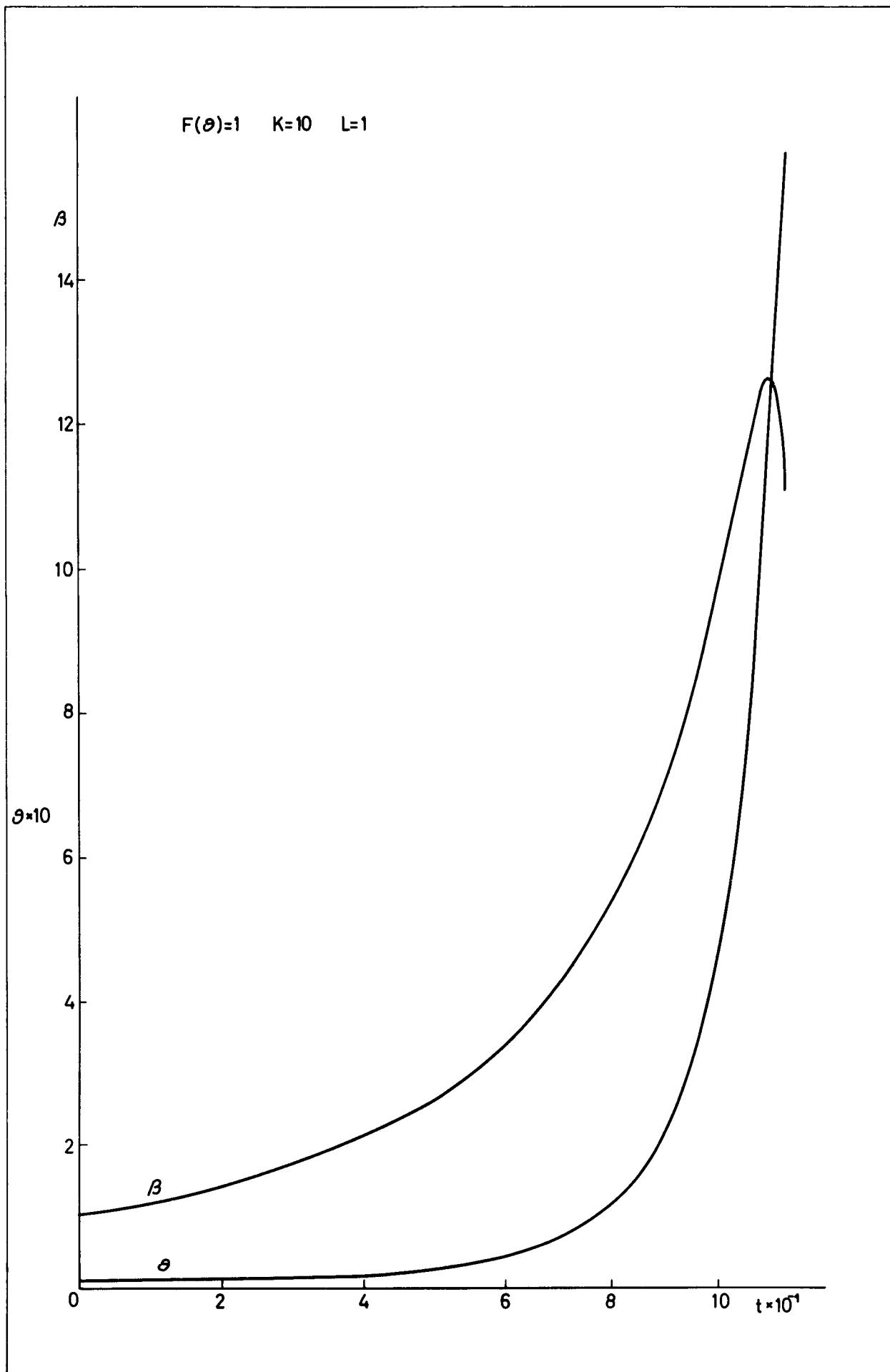


Fig. 3 : Andamento di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner  
in funzione del tempo in un caso di equazioni disaccop-  
piate.

T	R	B	Z	FT
-0.	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00
4.0000E-02	9.6000E-01	1.0814E 00	1.0037E 00	9.9998E-01
8.0000E-02	9.2000E-01	1.1700E 00	1.0170E 00	9.9991E-01
1.2000E-01	8.8000E-01	1.2680E 00	1.0425E 00	9.9981E-01
1.6000E-01	8.4000E-01	1.3773E 00	1.0838E 00	9.9968E-01
2.0000E-01	8.0000E-01	1.5000E 00	1.1461E 00	9.9950E-01
2.4000E-01	7.6000E-01	1.6387E 00	1.2354E 00	9.9930E-01
2.8000E-01	7.2000E-01	1.7966E 00	1.3606E 00	9.9908E-01
3.2000E-01	6.8000E-01	1.9778E 00	1.5336E 00	9.9885E-01
3.6000E-01	6.4000E-01	2.1873E 00	1.7710E 00	9.9861E-01
4.0000E-01	6.0000E-01	2.4316E 00	2.0986E 00	9.9834E-01
4.4000E-01	5.6000E-01	2.7193E 00	2.5529E 00	9.9803E-01
4.8000E-01	5.2000E-01	3.0616E 00	3.1880E 00	9.9765E-01
5.2000E-01	4.8000E-01	4.7440E 00	4.0857E 00	9.9725E-01
5.6000E-01	4.4000E-01	5.9781E 00	5.3751E 00	9.9681E-01
6.0000E-01	4.0000E-01	6.6041E 00	7.2699E 00	9.9633E-01
6.4000E-01	3.6000E-01	5.3967E 00	1.0130E 01	9.9578E-01
6.8000E-01	3.2000E-01	6.4233E 00	1.4597E 01	9.9518E-01
7.2000E-01	2.8000E-01	7.7906E 00	2.1874E 01	9.9450E-01
7.6000E-01	2.4000E-01	9.6763E 00	3.4401E 01	9.9372E-01
8.0000E-01	2.0000E-01	1.2396E 01	5.7583E 01	9.9281E-01
8.4000E-01	1.6000E-01	1.6561E 01	1.0468E 02	9.9177E-01
8.8000E-01	1.2000E-01	2.3501E 01	2.1600E 02	9.9051E-01
9.2000E-01	9.2000E-02	3.1659E 01	4.0281E 02	9.8950E-01
9.4000E-01	7.6000E-02	4.8601E 01	6.1630E 02	9.8885E-01
9.5060E-01	6.0000E-02	4.8375E 01	9.9963E 02	9.8815E-01
9.5220E-01	4.9401E-02	5.7267E 01	1.4386E 03	9.8766E-01
9.5380E-01	4.7801E-02	6.8837E 01	1.5291E 03	9.8759E-01
9.5540E-01	4.6201E-02	6.0476E 01	1.6270E 03	9.8751E-01
9.5700E-01	4.4601E-02	6.2189E 01	1.7329E 03	9.8744E-01
9.5860E-01	4.3001E-02	6.3980E 01	1.8479E 03	9.8736E-01
9.6020E-01	4.1401E-02	6.5855E 01	1.9727E 03	9.8729E-01
9.6180E-01	3.9801E-02	6.7818E 01	2.1086E 03	9.8721E-01
9.6340E-01	3.8201E-02	6.9875E 01	2.2567E 03	9.8714E-01
9.6500E-01	3.6601E-02	7.2031E 01	2.4184E 03	9.8706E-01
9.6660E-01	3.5001E-02	7.4293E 01	2.5954E 03	9.8699E-01
9.6820E-01	3.3401E-02	7.6666E 01	2.7894E 03	9.8691E-01
9.6980E-01	3.1801E-02	7.9157E 01	3.0026E 03	9.8684E-01
9.7060E-01	3.0201E-02	8.0449E 01	3.1172E 03	9.8681E-01
9.7140E-01	2.9401E-02	8.1774E 01	3.2374E 03	9.8677E-01
9.7220E-01	2.8601E-02	8.3131E 01	3.3637E 03	9.8673E-01
9.7300E-01	2.7801E-02	8.4521E 01	3.4921E 03	9.8670E-01
9.7380E-01	2.7001E-02	5.947E 01	3.6361E 03	9.8666E-01
9.7460E-01	2.6201E-02	7.408E 01	3.7830E 03	9.8663E-01
9.7540E-01	2.5401E-02	8.904E 01	3.9377E 03	9.8660E-01
9.7620E-01	2.4601E-02	9.0438E 01	4.1006E 03	9.8656E-01
9.7700E-01	2.3801E-02	9.2009E 01	4.2724E 03	9.8653E-01
9.7780E-01	2.3001E-02	9.3618E 01	4.4536E 03	9.8650E-01
9.7860E-01	2.2201E-02	9.5266E 01	4.6449E 03	9.8647E-01
9.7940E-01	2.1401E-02	9.6952E 01	4.8464E 03	9.8644E-01
9.8010E-01	2.0601E-02	9.8677E 01	5.0604E 03	9.8641E-01
9.8050E-01	1.9901E-02	1.0044E 02	5.2862E 03	9.8638E-01
9.8090E-01	1.9501E-02	1.0201E 02	5.4945E 03	9.8636E-01
9.8130E-01	1.9101E-02	1.0293E 02	5.6187E 03	9.8634E-01
9.8170E-01	1.8701E-02	1.0385E 02	5.7466E 03	9.8633E-01
9.8210E-01	1.8301E-02	1.0478E 02	5.8781E 03	9.8632E-01
9.8250E-01	1.7901E-02	1.0572E 02	6.0135E 03	9.8631E-01
9.8290E-01	1.7501E-02	1.0667E 02	6.1529E 03	9.8629E-01
9.8330E-01	1.7101E-02	1.0763E 02	6.2965E 03	9.8628E-01
9.8370E-01	1.6701E-02	1.0859E 02	6.4443E 03	9.8627E-01
9.8410E-01	1.6301E-02	1.0956E 02	6.5966E 03	9.8626E-01
9.8450E-01	1.5901E-02	1.1054E 02	6.7534E 03	9.8625E-01
9.8490E-01	1.5501E-02	1.1153E 02	6.9150E 03	9.8624E-01
9.8530E-01	1.5101E-02	1.1252E 02	7.0815E 03	9.8623E-01
9.8570E-01	1.4701E-02	1.1352E 02	7.2530E 03	9.8622E-01
9.8610E-01	1.4301E-02	1.1453E 02	7.4298E 03	9.8621E-01
9.8650E-01	1.3901E-02	1.1655E 02	7.6120E 03	9.8620E-01
9.8690E-01	1.3502E-02	1.1756E 02	7.7999E 03	9.8619E-01
9.8730E-01	1.3102E-02	1.1858E 02	7.9935E 03	9.8618E-01
9.8770E-01	1.2702E-02	1.1959E 02	8.1930E 03	9.8617E-01
9.8810E-01	1.2302E-02	1.2060E 02	8.3988E 03	9.8616E-01
9.8850E-01	1.1902E-02	1.2161E 02	8.6109E 03	9.8617E-01
9.8890E-01	1.1502E-02	1.2262E 02	8.8295E 03	9.8616E-01
9.8930E-01	1.1102E-02	1.2361E 02	9.0550E 03	9.8616E-01
9.8970E-01	1.0702E-02	1.2460E 02	9.2874E 03	9.8616E-01
9.9010E-01	1.0302E-02	1.2558E 02	9.5270E 03	9.8616E-01
9.9050E-01	9.9017E-03	1.2654E 02	9.7739E 03	9.8616E-01
9.9090E-01	9.5018E-03	1.2748E 02	1.0028E 04	9.8616E-01
9.9130E-01	9.1018E-03	1.2840E 02	1.0291E 04	9.8616E-01
9.9170E-01	8.7018E-03	1.2929E 02	1.0561E 04	9.8616E-01
9.9210E-01	8.3018E-03	1.3015E 02	1.0839E 04	9.8616E-01
9.9250E-01	7.9019E-03	1.3098E 02	1.1126E 04	9.8617E-01
9.9290E-01	7.5019E-03	1.3176E 02	1.1421E 04	9.8617E-01
9.9330E-01	7.1019E-03	1.3250E 02	1.1725E 04	9.8618E-01
9.9370E-01	6.7019E-03	1.3318E 02	1.2037E 04	9.8619E-01
9.9410E-01	6.3019E-03	1.3379E 02	1.2358E 04	9.8620E-01
9.9450E-01	5.9020E-03	1.3434E 02	1.2688E 04	9.8621E-01
9.9490E-01	5.5020E-03	1.3480E 02	1.3028E 04	9.8622E-01
9.9530E-01	5.1020E-03	1.3517E 02	1.3376E 04	9.8623E-01
9.9570E-01	4.7020E-03	1.3544E 02	1.3733E 04	9.8624E-01
9.9610E-01	4.3021E-03	1.3560E 02	1.4099E 04	9.8625E-01
9.9650E-01	4.0211E-03	1.3564E 02	1.4475E 04	9.8632E-01
9.9690E-01	3.7021E-03	1.3556E 02	1.4860E 04	9.8635E-01
9.9730E-01	3.4021E-03	1.3535E 02	1.5255E 04	9.8638E-01
9.9770E-01	3.0222E-03	1.3505E 02	1.5662E 04	9.8642E-01
9.9810E-01	2.7022E-03	1.3470E 02	1.6082E 04	9.8647E-01
9.9850E-01	2.3022E-03	1.3445E 02	1.6521E 04	9.8653E-01
9.9890E-01	1.9022E-03	1.3463E 02	1.6988E 04	9.8660E-01
9.9930E-01	1.5022E-03	1.3615E 02	1.7504E 04	9.8669E-01
9.9950E-01	1.0222E-03	1.4217E 02	1.8123E 04	9.8680E-01
9.9990E-01	7.0222E-04	1.5069E 02	1.9021E 04	9.8698E-01
	5.0228E-04	1.5069E 02	1.9781E 04	9.8712E-01
	1.0230E-04	3.1861E 02	2.7142E 04	9.8811E-01

Tab.3 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e  
valore del flusso magnetico totale in funzione di t,  
nel caso disaccoppiato con K = 50, L = 1.

T = 9.8850E-01	TAU = 1.9770E-02	DT = 10.0000E-05	R = 1.1502E-02		
X	Y	DO	B	Z	FI
1.0000E 38	0.0000E-02	1.0000E 19	1.0000E 00	1.0000E 00	9.6994E-01
3.5700E-01	2.0000E-02	5.9761E-01	1.1212E 00	1.0493E 00	9.4516E-01
8.0143E-02	4.0000E-02	2.9879E-01	2.9729E 00	3.6508E 00	7.9444E-01
3.9540E-02	6.0000E-02	1.9918E-01	6.2822E 00	1.7061E 01	6.3555E-01
2.4179E-02	8.0000E-02	1.4937E-01	1.0373E 01	4.9319E 01	5.1399E-01
9.7778E-03	1.0000E-01	9.9549E-02	1.9437E 01	1.8623E 02	3.5303E-01
3.4375E-03	1.2000E-01	7.4631E-02	2.8477E 01	1.1934E 02	2.5590E-01
3.4286E-03	1.4000E-01	5.9673E-02	3.6924E 01	7.3084E 02	1.9297E-01
2.3333E-03	1.6000E-01	4.2695E-02	4.4618E 01	1.0991E 03	1.4986E-01
1.0793E-03	1.8000E-01	4.1676E-02	5.1678E 01	1.5056E 03	1.1832E-01
1.2522E-03	2.0000E-01	4.7209E-02	5.8075E 01	1.9336E 03	9.5962E-02
9.5944E-04	3.6000E-02	3.3041E-02	6.3935E 01	2.3809E 03	7.8429E-02
7.5000E-04	4.0000E-02	2.9703E-02	6.9330E 01	2.9325E 03	6.4701E-02
5.9500E-04	4.4000E-02	2.6969E-02	7.4327E 01	3.4860E 03	5.3735E-02
4.7718E-04	4.8000E-02	2.4687E-02	7.8962E 01	3.9280E 03	4.4825E-02
4.2857E-04	5.0000E-02	2.2368E-02	8.1197E 01	4.4628E 03	4.0980E-02
3.8546E-04	5.2000E-02	2.0275E-02	8.3344E 01	4.1865E 03	3.7476E-02
3.4705E-04	5.4000E-02	1.8189E-02	8.5429E 01	4.4227E 03	3.4537E-02
3.1268E-04	5.6000E-02	2.0109E-02	8.7453E 01	4.6298E 03	3.1537E-02
2.8181E-04	5.8000E-02	2.0349E-02	8.9422E 01	4.8493E 03	2.8637E-02
2.5397E-04	6.0000E-02	1.9653E-02	9.1340E 01	5.0672E 03	2.6149E-02
2.2878E-04	6.2000E-02	1.9002E-02	9.3210E 01	5.2835E 03	2.3849E-02
2.0592E-04	6.4000E-02	1.8390E-02	9.5036E 01	5.4982E 03	2.1720E-02
1.8510E-04	6.6000E-02	1.7815E-02	9.6819E 01	5.7112E 03	1.9744E-02
1.6609E-04	6.8000E-02	1.7274E-02	9.8562E 01	5.9226E 03	1.7906E-02
1.4869E-04	7.0000E-02	1.6762E-02	1.0027E 02	6.1323E 03	1.6193E-02
1.3272E-04	7.2000E-02	1.6279E-02	1.0194E 02	6.3404E 03	1.4594E-02
1.1802E-04	7.4000E-02	1.5821E-02	1.0358E 02	6.5469E 03	1.3099E-02
1.0447E-04	7.6000E-02	1.5387E-02	1.0519E 02	6.7519E 03	1.1698E-02
9.1951E-05	7.8000E-02	1.4975E-02	1.0677E 02	6.9552E 03	1.0384E-02
8.0357E-05	8.0000E-02	1.4582E-02	1.0832E 02	7.1571E 03	9.1483E-03
6.7601E-05	8.2000E-02	1.4209E-02	1.0984E 02	7.3574E 03	7.9858E-03
5.9605E-05	8.4000E-02	1.3853E-02	1.1134E 02	7.5564E 03	6.8902E-03
5.2971E-05	8.6000E-02	1.3512E-02	1.1282E 02	7.7540E 03	5.8563E-03
4.61617E-05	8.8000E-02	1.3197E-02	1.1428E 02	7.9502E 03	4.8793E-03
3.3510E-05	9.0000E-02	1.2876E-02	1.1571E 02	8.1452E 03	3.9551E-03
2.5925E-05	9.2000E-02	1.2570E-02	1.1713E 02	8.3388E 03	3.0794E-03
1.8819E-05	9.4000E-02	1.2293E-02	1.1853E 02	8.5314E 03	2.2494E-03
1.2153E-05	9.6000E-02	1.2018E-02	1.1991E 02	8.7227E 03	1.4613E-03
5.8904E-06	9.8000E-02	1.1755E-02	1.2127E 02	8.9230E 03	7.1243E-04
0.	10.0000E-01	1.1502E-02	1.2262E 02	9.0550E 03	0.

Tab. 4 : Valori di  $\beta$ ,  $\theta$  e della  $f = \int_0^\xi (\beta-1) d\xi$  in funzione di  $\xi$ ,  $y$  e della coordinate euleriana al tempo  $t = 9.885 \cdot 10^{-1}$ , nel caso disaccoppiato  $K = 50$ ,  $L = 1$ .

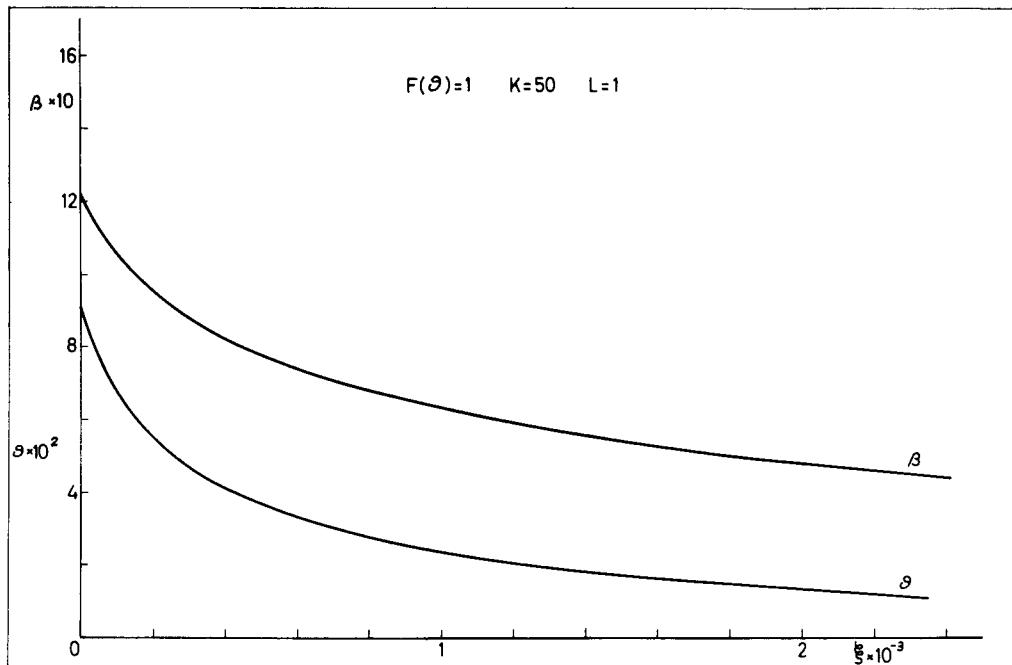


Fig. 4 : Andamento di  $\beta$  e  $\theta$  all'interno del liner al tempo  $t = 9.885 \cdot 10^{-1}$  in un caso di equazioni disaccoppiate.

T	R	B	Z	FT
-0.	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00
8.0000E-02	9.2000E-01	1.1753E 00	1.0079E 00	1.0017E 00
1.6000E-01	8.4000E-01	1.3932E 00	1.0567E 00	1.0034E 00
2.4000E-01	7.6000E-01	1.6726E 00	1.1832E 00	1.0061E 00
3.2000E-01	6.8000E-01	1.0409E 00	1.4592E 00	1.0071E 00
4.0000E-01	6.0000E-01	1.5431E 00	2.0157E 00	1.0079E 00
4.8000E-01	5.2000E-01	1.2554E 00	3.1416E 00	1.0081E 00
5.6000E-01	4.4000E-01	1.3174E 00	5.5778E 00	1.0080E 00
6.4000E-01	3.6000E-01	1.0171E 00	1.1108E 01	1.0075E 00
7.2000E-01	2.8000E-01	1.0146E 01	2.5670E 01	1.0067E 00
8.0000E-01	2.0000E-01	1.5180E 01	7.3256E 01	1.0058E 00
8.8000E-01	1.2000E-01	1.8344E 01	3.1110E 02	1.0055E 00
9.0600E-01	9.4000E-02	1.4269E 01	6.1877E 02	1.0052E 00
9.1400E-01	8.6000E-02	1.9704E 01	8.2229E 02	1.0050E 00
9.2200E-01	7.8000E-02	1.6285E 01	1.1019E 03	1.0048E 00
9.3000E-01	7.0000E-02	1.4374E 01	1.4962E 03	1.0044E 00
9.3800E-01	6.2000E-02	1.4495E 01	2.0687E 03	1.0044E 00
9.4600E-01	5.4000E-02	1.7436E 01	2.9300E 03	1.0042E 00
9.5120E-01	4.8800E-02	1.7910E 01	3.7478E 03	1.0041E 00
9.5280E-01	4.7200E-02	1.0154E 02	4.0682E 03	1.0041E 00
9.5440E-01	4.5600E-02	1.0540E 02	4.4225E 03	1.0041E 00
9.5600E-01	4.4000E-02	1.0950E 02	4.8153E 03	1.0040E 00
9.5760E-01	4.2400E-02	1.1386E 02	5.2519E 03	1.0040E 00
9.5920E-01	4.0800E-02	1.1850E 02	5.7387E 03	1.0039E 00
9.6080E-01	3.9200E-02	1.2346E 02	6.2829E 03	1.0039E 00
9.6240E-01	3.7600E-02	1.2877E 02	6.8932E 03	1.0038E 00
9.6400E-01	3.6000E-02	1.3445E 02	7.5800E 03	1.0038E 00
9.6560E-01	3.4400E-02	1.4055E 02	8.3555E 03	1.0037E 00
9.6720E-01	3.2801E-02	1.4711E 02	9.2343E 03	1.0037E 00
9.6880E-01	3.1201E-02	1.5418E 02	1.0234E 04	1.0036E 00
9.7040E-01	2.9601E-02	1.6181E 02	1.1377E 04	1.0036E 00
9.7200E-01	2.8001E-02	1.7007E 02	1.2688E 04	1.0035E 00
9.7360E-01	2.6401E-02	1.7902E 02	1.4201E 04	1.0034E 00
9.7520E-01	2.4801E-02	1.8876E 02	1.5955E 04	1.0034E 00
9.7680E-01	2.3201E-02	1.9938E 02	1.8000E 04	1.0033E 00
9.7840E-01	2.1601E-02	2.1099E 02	2.0399E 04	1.0033E 00
9.8000E-01	2.0001E-02	2.2370E 02	2.3230E 04	1.0033E 00
9.8080E-01	1.9201E-02	2.3052E 02	2.4848E 04	1.0032E 00
9.8160E-01	1.8401E-02	2.3766E 02	2.6615E 04	1.0032E 00
9.8240E-01	1.7601E-02	2.4516E 02	2.8657E 04	1.0032E 00
9.8320E-01	1.6801E-02	2.5304E 02	3.0672E 04	1.0032E 00
9.8400E-01	1.6001E-02	2.6131E 02	3.0031E 04	1.0032E 00
9.8480E-01	1.5201E-02	2.6999E 02	3.5572E 04	1.0031E 00
9.8560E-01	1.4401E-02	2.7912E 02	3.8407E 04	1.0031E 00
9.8640E-01	1.3601E-02	2.8872E 02	4.1544E 04	1.0031E 00
9.8720E-01	1.2801E-02	2.9880E 02	5.0244E 04	1.0031E 00
9.8800E-01	1.2001E-02	3.0938E 02	8.8949E 04	1.0031E 00
9.8880E-01	1.1201E-02	2.2049E 02	5.3207E 04	1.0030E 00
9.8960E-01	1.0401E-02	3.2135E 02	5.8027E 04	1.0030E 00
9.9000E-01	1.0001E-02	3.3815E 02	6.0649E 04	1.0030E 00
9.9020E-01	9.8014E-03	4.1200E 02	6.2023E 04	1.0030E 00
9.9040E-01	9.6014E-03	4.4294E 02	6.3437E 04	1.0030E 00
9.9060E-01	9.4014E-03	4.7411E 02	6.4893E 04	1.0030E 00
9.9080E-01	9.2015E-03	5.0561E 02	6.6392E 04	1.0030E 00
9.9100E-01	9.0015E-03	5.3575E 02	6.7935E 04	1.0030E 00
9.9120E-01	8.8015E-03	5.6966E 02	6.9525E 04	1.0030E 00
9.9140E-01	8.6015E-03	6.0200E 02	7.11162E 04	1.0030E 00
9.9160E-01	8.4016E-03	6.3471E 02	7.2849E 04	1.0030E 00
9.9180E-01	8.2016E-03	6.6676E 02	7.4587E 04	1.0030E 00
9.9200E-01	8.0016E-03	7.0008E 02	7.6379E 04	1.0030E 00
9.9220E-01	7.8017E-03	7.3142E 02	7.8225E 04	1.0030E 00
9.9240E-01	7.6017E-03	7.6790E 02	8.0128E 04	1.0030E 00
9.9260E-01	7.4017E-03	8.0170E 02	8.2090E 04	1.0030E 00
9.9280E-01	7.2017E-03	8.3577E 02	8.4112E 04	1.0030E 00
9.9300E-01	7.0018E-03	8.6998E 02	8.6198E 04	1.0030E 00
9.9320E-01	6.8018E-03	9.0414E 02	8.8348E 04	1.0030E 00
9.9340E-01	6.6018E-03	9.3848E 02	9.0566E 04	1.0030E 00
9.9360E-01	6.4018E-03	9.7277E 02	9.2853E 04	1.0030E 00
9.9380E-01	6.2019E-03	1.0070E 02	9.5212E 04	1.0030E 00
9.9400E-01	6.0019E-03	1.0413E 02	9.7645E 04	1.0030E 00
9.9420E-01	5.8019E-03	1.0754E 02	1.0015E 05	1.0030E 00
9.9440E-01	5.6019E-03	1.1093E 02	1.0274E 05	1.0030E 00
9.9460E-01	5.4020E-03	1.1430E 02	1.0541E 05	1.0030E 00
9.9480E-01	5.2020E-03	1.1763E 02	1.0817E 05	1.0031E 00
9.9500E-01	5.0020E-03	1.2091E 02	1.1100E 05	1.0031E 00
9.9520E-01	4.8020E-03	1.2414E 02	1.1393E 05	1.0031E 00
9.9540E-01	4.6021E-03	1.2731E 02	1.1695E 05	1.0031E 00
9.9560E-01	4.4021E-03	1.3039E 02	1.2006E 05	1.0031E 00
9.9580E-01	4.2021E-03	1.3338E 02	1.2327E 05	1.0031E 00
9.9600E-01	4.0022E-03	1.3627E 02	1.2657E 05	1.0031E 00
9.9620E-01	3.8022E-03	1.3902E 02	1.2997E 05	1.0031E 00
9.9640E-01	3.6022E-03	1.4163E 02	1.3348E 05	1.0032E 00
9.9660E-01	3.4024E-03	1.4406E 02	1.3708E 05	1.0032E 00
9.9680E-01	3.2023E-03	1.4630E 02	1.4079E 05	1.0032E 00
9.9700E-01	3.0023E-03	1.4832E 02	1.4461E 05	1.0032E 00
9.9720E-01	2.8023E-03	1.5010E 02	1.4853E 05	1.0032E 00
9.9740E-01	2.6023E-03	1.5159E 02	1.5256E 05	1.0032E 00
9.9760E-01	2.4024E-03	1.5278E 02	1.5671E 05	1.0033E 00
9.9780E-01	2.2024E-03	1.5364E 02	1.6096E 05	1.0033E 00
9.9800E-01	2.0024E-03	1.5414E 02	1.6534E 05	1.0033E 00
9.9820E-01	1.8024E-03	1.5428E 02	1.6985E 05	1.0034E 00
9.9840E-01	1.6025E-03	1.5408E 02	1.7450E 05	1.0034E 00
9.9860E-01	1.4025E-03	1.5363E 02	1.7932E 05	1.0035E 00
9.9880E-01	1.2025E-03	1.5312E 02	1.8437E 05	1.0035E 00
9.9900E-01	1.0026E-03	1.5303E 02	1.8977E 05	1.0036E 00
9.9920E-01	8.0258E-04	1.5444E 02	1.9574E 05	1.0037E 00
9.9940E-01	6.0260E-04	1.6012E 02	2.0285E 05	1.0038E 00
9.9960E-01	4.0263E-04	1.7877E 02	2.1281E 05	1.0039E 00
9.9980E-01	2.0266E-04	1.5556E 02	2.3405E 05	1.0042E 00
10.0000E-01	2.6822E-06	1.0939E 05	6.6139E 05	1.0924E 00

Tab.5 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e valore del flusso magnetico totale in funzione di  $t$ , nel caso disaccoppiato con  $K = 100 \cdot L = 1$

T = 9.9900E-01

TAU = 9.9900E-03

DT = 5.0000E-05

R = 1.0026E-03

X	Y	D0	B	Z	F1
1.0000E+38	0.	1.0000E+19	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0031E+00
2.9825E+01	2.0000E-02	4.5635E-01	1.1985E+00	1.0429E+00	9.8550E-01
3.2000E+02	6.0000E-02	2.2804E-01	3.8333E+00	5.4661E+00	8.5288E-01
2.3065E+02	6.0000E-02	1.2197E-01	8.9526E+00	3.2574E+01	7.1678E-01
1.2937E+02	6.0000E-02	1.3235E-01	8.5963E+00	1.9304E+02	6.0713E-01
5.7037E+02	1.2000E-02	3.5530E-02	3.3760E+01	5.2509E+02	4.4934E-01
5.71719E+03	1.2000E-02	7.0532E-02	5.4223E+01	2.0324E+02	4.4477E-01
3.0000E+03	2.0000E-02	4.1733E-02	7.5473E+01	2.9887E+02	2.7133E-01
1.3634E+03	2.4000E-02	3.6938E-02	9.6480E+01	4.0000E+02	2.7755E-01
9.7959E+02	2.8000E-02	3.1314E-02	1.1673E+02	7.0000E+02	1.7755E-01
7.3047E+02	3.2000E-02	2.7046E-02	1.3598E+02	1.0737E+04	1.4645E-01
5.5967E+02	3.6000E-02	2.3679E-02	1.5419E+02	1.4296E+04	1.2197E-01
4.3750E+02	4.0000E-02	2.0941E-02	1.7138E+02	1.8255E+04	1.0219E-01
3.4711E+02	4.4000E-02	1.8658E-02	1.8762E+02	2.2581E+04	8.6081E-02
2.7836E+02	4.8000E-02	1.6714E-02	2.0301E+02	2.7555E+04	7.2739E-02
2.5000E+02	5.0000E-02	1.5843E-02	2.1043E+02	2.9720E+04	6.6907E-02
2.2485E+02	5.2000E-02	1.5029E-02	2.1767E+02	3.2271E+04	6.1551E-02
2.0245E+02	5.4000E-02	1.4264E-02	2.2476E+02	3.4909E+04	5.6618E-02
1.8240E+02	5.6000E-02	1.3543E-02	2.3171E+02	3.7638E+04	5.2063E-02
1.6439E+02	5.8000E-02	1.2861E-02	2.3854E+02	4.0461E+04	4.7847E-02
1.5015E+02	6.0000E-02	1.2213E-02	2.4526E+02	4.3381E+04	4.3935E-02
1.3945E+02	6.2000E-02	1.1596E-02	2.5188E+02	4.6066E+04	4.0298E-02
1.2022E+02	6.4000E-02	1.1006E-02	2.5843E+02	4.9543E+04	6.6909E-02
1.0797E+02	6.6000E-02	1.0439E-02	2.6492E+02	5.2801E+04	3.7444E-02
9.6866E+01	6.8000E-02	9.8940E-03	2.7138E+02	5.6190E+04	3.7825E-02
8.6735E+01	7.0000E-02	9.3470E-03	2.7782E+02	5.9726E+04	4.8005E-02
7.7418E+01	7.2000E-02	8.8557E-03	2.8426E+02	6.3124E+04	5.5396E-02
6.8846E+01	7.4000E-02	8.3577E-03	2.9074E+02	6.7305E+04	4.2941E-02
6.0942E+01	7.6000E-02	7.8706E-03	2.9728E+02	7.1394E+04	4.0625E-02
5.3638E+01	7.8000E-02	7.3921E-03	2.9392E+02	7.5233E+04	4.8437E-02
4.6875E+01	8.0000E-02	6.9195E-03	3.0705E+02	8.0351E+04	1.6366E-02
4.0601E+01	8.2000E-02	6.4503E-03	3.1768E+02	8.5270E+04	1.4401E-02
3.4769E+01	8.4000E-02	5.9812E-03	2.4933E+02	9.0609E+04	1.2534E-02
2.9340E+01	8.6000E-02	5.5087E-03	3.2555E+02	9.6140E+04	1.0552E-02
2.4277E+01	8.8000E-02	5.0281E-03	3.4067E+02	1.0289E+05	9.0582E-03
1.9547E+01	9.0000E-02	4.5335E-03	1.1017E+02	1.1017E+05	7.4293E-03
1.5123E+01	9.2000E-02	4.0160E-03	3.5936E+02	1.1856E+05	5.8663E-03
1.0978E+01	9.4000E-02	3.4616E-03	3.7086E+02	1.2861E+05	4.3579E-03
7.0891E+00	9.6000E-02	2.8450E-03	3.8521E+02	1.4137E+05	2.8932E-03
3.4361E-01	9.8000E-02	2.1074E-03	4.0584E+02	1.5955E+05	1.4551E-03
0.	10.0000E-01	1.0026E-03	4.5303E+02	1.8977E+05	0.

Tab. 6 : Valori di  $\beta$ ,  $\theta$  e della  $f = \int_0^\xi (\beta-1)d\xi$  in funzione di  $\xi$ , y e della coordinata euleriana al tempo  $t = 9.99 \cdot 10^{-1}$ , nel caso disaccoppiato  $K = 100$ . L = 1.

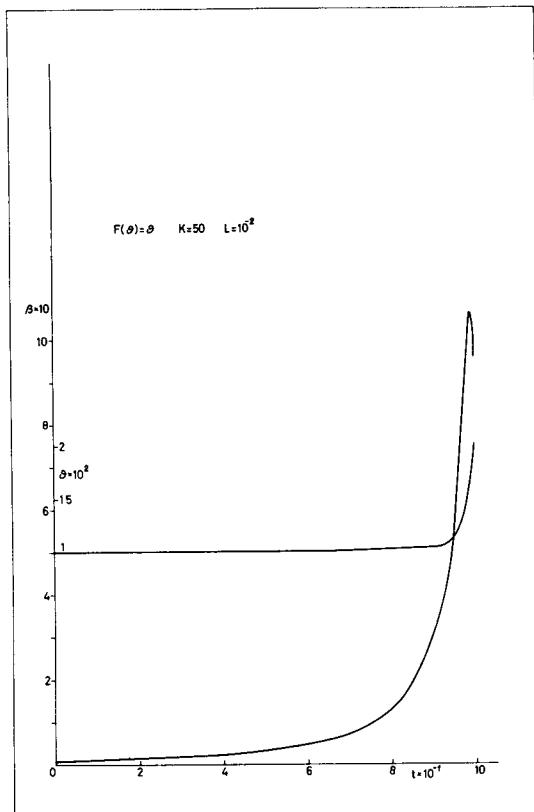


Fig. 5 : Andamento di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner in funzione del tempo in un caso di equazioni accoppiate.

T	R	B	Z	FT
-0.	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
1.6000E-01	8.4000E-01	1.3812E+00	1.0000E+00	1.0027E+00
3.2000E-01	6.8000E-01	1.9880E+00	1.0000E+00	1.0045E+00
4.8000E-01	5.2000E-01	1.0822E+00	1.0000E+00	1.0050E+00
6.4000E-01	3.6000E-01	1.4394E+00	1.0000E+00	1.0044E+00
8.0000E-01	2.0000E-01	1.2517E+00	1.0000E+00	1.0031E+00
9.0600E-01	9.4000E-02	1.1244E+00	1.0000E+00	1.0016E+00
9.2200E-01	7.8000E-02	1.7920E+00	1.0000E+00	1.0012E+00
9.3800E-01	6.2000E-02	1.7155E+00	1.0000E+00	1.0009E+00
9.5040E-01	4.9600E-02	1.6936E+00	1.0000E+00	1.0006E+00
9.5200E-01	4.8000E-02	1.8415E+00	1.0000E+00	1.0005E+00
9.5360E-01	4.6400E-02	1.9951E+00	1.0000E+00	1.0005E+00
9.5520E-01	4.4800E-02	1.1545E+00	1.0000E+00	1.0005E+00
9.5680E-01	4.3200E-02	1.3199E+00	1.0000E+00	1.0004E+00
9.5840E-01	4.1600E-02	1.4916E+00	1.0000E+00	1.0004E+00
9.6000E-01	4.0000E-02	1.6698E+00	1.0000E+00	1.0004E+00
9.6160E-01	3.8400E-02	1.8545E+00	1.0000E+00	1.0003E+00
9.6320E-01	3.6800E-02	1.2459E+00	1.0000E+00	1.0003E+00
9.6480E-01	3.5200E-02	1.2441E+00	1.0000E+00	1.0003E+00
9.6640E-01	3.3600E-02	1.4491E+00	1.0000E+00	1.0002E+00
9.6800E-01	2.0010E-02	1.6607E+00	1.0000E+00	1.0002E+00
9.6960E-01	4.0410E-02	1.8789E+00	1.0000E+00	1.0001E+00
9.7120E-01	8.8910E-02	1.1032E+00	1.0000E+00	1.0001E+00
9.7280E-01	7.2010E-02	1.3331E+00	1.0000E+00	1.0001E+00
9.7440E-01	2.56010E-02	1.5679E+00	1.0000E+00	1.0001E+00
9.7600E-01	2.40010E-02	1.8065E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
9.7760E-01	2.24010E-02	1.0473E+00	1.0000E+00	9.9999E-01
9.7920E-01	2.08010E-02	1.2883E+00	1.0000E+00	9.9996E-01
9.8040E-01	1.96010E-02	1.4677E+00	1.0000E+00	9.9994E-01
9.8120E-01	1.88010E-02	1.5558E+00	1.0000E+00	9.9993E-01
9.8200E-01	1.8223E-02	1.0163E+00	1.0000E+00	9.9992E-01
9.8280E-01	1.72010E-02	1.2021E+00	1.0000E+00	9.9990E-01
9.8360E-01	1.64010E-02	1.9273E+00	1.0000E+00	9.9989E-01
9.8440E-01	1.56010E-02	1.0035E+00	1.0000E+00	9.9988E-01
9.8500E-01	1.50010E-02	1.0112E+00	1.0000E+00	9.9988E-01
9.8540E-01	1.46010E-02	1.0163E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.8580E-01	1.42010E-02	1.0211E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.8620E-01	1.38010E-02	1.0258E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.8660E-01	1.34010E-02	1.0304E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.8700E-01	1.30010E-02	1.0348E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.8740E-01	1.26010E-02	1.0389E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.8780E-01	1.22010E-02	1.0428E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.8820E-01	1.18010E-02	1.0465E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.8860E-01	1.14010E-02	1.0531E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.8900E-01	1.10010E-02	1.0560E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.8940E-01	1.06010E-02	1.0585E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.8980E-01	1.02010E-02	1.0602E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.9010E-01	9.9014E-03	1.0612E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.9030E-01	9.7014E-03	1.0621E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.9050E-01	9.5014E-03	1.0629E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.9070E-01	9.3015E-03	1.0636E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.9090E-01	9.1015E-03	1.0641E+00	1.0000E+00	9.9985E-01
9.9110E-01	8.9015E-03	1.0646E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.9130E-01	8.7015E-03	1.0650E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.9150E-01	8.5016E-03	1.0652E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.9170E-01	8.3016E-03	1.0653E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.9190E-01	8.1016E-03	1.0653E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.9210E-01	7.9016E-03	1.0652E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.9230E-01	7.7017E-03	1.0649E+00	1.0000E+00	9.9986E-01
9.9250E-01	7.5017E-03	1.0645E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.9270E-01	7.3017E-03	1.0639E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.9290E-01	7.1017E-03	1.0632E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.9310E-01	6.9018E-03	1.0623E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.9330E-01	6.7018E-03	1.0623E+00	1.0000E+00	9.9987E-01
9.9350E-01	6.5018E-03	1.0612E+00	1.0000E+00	9.9988E-01
9.9370E-01	6.3019E-03	1.0603E+00	1.0000E+00	9.9988E-01
9.9390E-01	6.1019E-03	1.0586E+00	1.0000E+00	9.9988E-01
9.9410E-01	5.9019E-03	1.0570E+00	1.0000E+00	9.9988E-01
9.9430E-01	5.7019E-03	1.0552E+00	1.0000E+00	9.9989E-01
9.9450E-01	5.5020E-03	1.0533E+00	1.0000E+00	9.9989E-01
9.9470E-01	5.3020E-03	1.0511E+00	1.0000E+00	9.9990E-01
9.9490E-01	5.1020E-03	1.0487E+00	1.0000E+00	9.9990E-01
9.9510E-01	4.9020E-03	1.0462E+00	1.0000E+00	9.9991E-01
9.9530E-01	4.7021E-03	1.0434E+00	1.0000E+00	9.9991E-01
9.9550E-01	4.5021E-03	1.0423E+00	1.0000E+00	9.9992E-01
9.9570E-01	4.3021E-03	1.0371E+00	1.0000E+00	9.9992E-01
9.9590E-01	4.1021E-03	1.0336E+00	1.0000E+00	9.9993E-01
9.9610E-01	3.9022E-03	1.0298E+00	1.0000E+00	9.9994E-01
9.9630E-01	3.7022E-03	1.0258E+00	1.0000E+00	9.9994E-01
9.9650E-01	3.5022E-03	1.0216E+00	1.0000E+00	9.9995E-01
9.9670E-01	3.3022E-03	1.0171E+00	1.0000E+00	9.9996E-01
9.9690E-01	3.1023E-03	1.0124E+00	1.0000E+00	9.9997E-01
9.9710E-01	2.9023E-03	1.0074E+00	1.0000E+00	9.9998E-01
9.9730E-01	2.7023E-03	1.0021E+00	1.0000E+00	9.9998E-01
9.9750E-01	2.5024E-03	9.9666E+00	1.0000E+00	9.9999E-01
9.9770E-01	2.3024E-03	9.9100E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
9.9790E-01	2.1024E-03	9.8518E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
9.9810E-01	1.9024E-03	9.7928E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
9.9830E-01	1.7025E-03	9.7341E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
9.9850E-01	1.5025E-03	9.6775E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
9.9870E-01	1.3025E-03	9.6263E+00	1.0000E+00	1.0001E+00
9.9890E-01	1.1025E-03	9.5859E+00	1.0000E+00	1.0001E+00
9.9910E-01	9.0256E-04	9.5671E+00	1.0000E+00	1.0002E+00
9.9930E-01	7.0259E-04	9.5298E+00	1.0000E+00	1.0002E+00
9.9950E-01	5.0262E-04	9.7209E+00	1.0000E+00	1.0002E+00
9.9970E-01	3.0264E-04	1.0156E+01	1.0000E+00	1.0003E+00
9.9990E-01	1.0267E-04	1.2678E+00	1.0000E+00	1.0005E+00
1.0000E-01	2.6822E-06	1.1840E+03	2.7668E+00	1.0164E+00

Tab.7 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e valore del flusso magnetico totale in funzione di  $t$  nel caso accoppiato con  $K = 50$ ,  $L = 10^{-2}$ .

T	R	B	Z	FT
-0.	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00
1.6000E-01	8.4000E-01	1.3806E 00	1.0006E 00	1.0023E 00
3.2000E-01	6.8000E-01	1.9866E 00	1.0046E 00	1.0037E 00
4.8000E-01	5.2000E-01	3.0777E 00	1.0201E 00	1.0039E 00
6.4000E-01	3.6000E-01	5.4165E 00	1.0839E 00	1.0032E 00
8.0000E-01	2.0000E-01	1.2140E 01	1.4748E 00	1.0020E 00
9.0600E-01	9.4000E-02	2.5412E 01	2.6500E 00	1.0003E 00
9.2200E-01	7.8000E-02	2.8330E 01	3.0379E 00	9.9996E-01
9.3800E-01	6.2000E-02	3.2903E 01	5.0360E 00	9.9953E-01
9.5040E-01	4.9600E-02	3.3092E 01	5.8785E 00	9.9926E-01
9.5200E-01	4.8000E-02	3.3270E 01	5.9987E 00	9.9923E-01
9.5360E-01	4.6400E-02	3.3436E 01	6.1202E 00	9.9920E-01
9.5520E-01	4.4830E-02	3.3587E 01	6.2427E 00	9.9917E-01
9.5680E-01	4.3200E-02	3.3725E 01	6.3661E 00	9.9913E-01
9.5840E-01	4.1600E-02	3.3847E 01	6.4903E 00	9.9910E-01
9.6000E-01	4.0000E-02	3.4199E 01	6.6153E 00	9.9907E-01
9.6160E-01	3.8400E-02	3.4183E 01	6.7408E 00	9.9905E-01
9.6320E-01	3.6800E-02	3.4042E 01	6.8667E 00	9.9902E-01
9.6480E-01	3.5200E-02	3.4112E 01	6.9928E 00	9.9899E-01
9.6640E-01	3.3600E-02	3.4162E 01	7.1189E 00	9.9897E-01
9.6800E-01	3.2000E-02	3.4192E 01	7.2450E 00	9.9894E-01
9.6960E-01	3.0400E-02	3.4199E 01	7.3707E 00	9.9892E-01
9.7120E-01	2.8801E-02	3.4142E 01	7.4959E 00	9.9890E-01
9.7280E-01	2.7201E-02	3.4075E 01	7.6203E 00	9.9888E-01
9.7440E-01	2.5601E-02	3.3979E 01	7.7438E 00	9.9886E-01
9.7600E-01	2.4001E-02	3.3854E 01	7.8661E 00	9.9885E-01
9.7760E-01	2.2401E-02	3.3698E 01	7.9870E 00	9.9883E-01
9.7920E-01	2.0801E-02	3.3558E 01	8.1062E 00	9.9882E-01
9.8040E-01	1.9601E-02	3.3455E 01	8.1943E 00	9.9881E-01
9.8120E-01	1.8801E-02	3.3342E 01	8.2524E 00	9.9880E-01
9.8200E-01	1.8001E-02	3.3219E 01	8.3098E 00	9.9879E-01
9.8280E-01	1.7201E-02	3.3087E 01	8.3667E 00	9.9878E-01
9.8360E-01	1.6401E-02	3.2945E 01	8.4229E 00	9.9878E-01
9.8440E-01	1.5601E-02	3.2832E 01	8.4784E 00	9.9878E-01
9.8500E-01	1.5001E-02	3.2754E 01	8.5196E 00	9.9878E-01
9.8540E-01	1.4601E-02	3.2672E 01	8.5468E 00	9.9877E-01
9.8580E-01	1.4201E-02	3.2588E 01	8.5738E 00	9.9877E-01
9.8620E-01	1.3801E-02	3.2501E 01	8.6007E 00	9.9877E-01
9.8660E-01	1.3401E-02	3.2411E 01	8.6273E 00	9.9877E-01
9.8700E-01	1.3001E-02	3.2318E 01	8.6537E 00	9.9877E-01
9.8740E-01	1.2601E-02	3.2222E 01	8.6799E 00	9.9876E-01
9.8780E-01	1.2201E-02	3.2123E 01	8.7060E 00	9.9876E-01
9.8820E-01	1.1801E-02	3.2021E 01	8.7317E 00	9.9876E-01
9.8860E-01	1.1401E-02	3.1916E 01	8.7573E 00	9.9876E-01
9.8900E-01	1.1001E-02	3.1807E 01	8.7826E 00	9.9876E-01
9.8940E-01	1.0601E-02	3.1695E 01	8.8077E 00	9.9876E-01
9.8980E-01	1.0201E-02	3.1609E 01	8.8326E 00	9.9876E-01
9.9010E-01	9.9314E-03	3.1551E 01	8.8511E 00	9.9876E-01
9.9030E-01	9.7014E-03	3.1491E 01	8.8633E 00	9.9876E-01
9.9050E-01	9.5014E-03	3.1431E 01	8.8755E 00	9.9876E-01
9.9070E-01	9.3015E-03	3.1370E 01	8.8876E 00	9.9876E-01
9.9090E-01	9.1015E-03	3.1308E 01	8.8997E 00	9.9876E-01
9.9110E-01	8.9015E-03	3.1245E 01	8.9117E 00	9.9876E-01
9.9130E-01	8.7015E-03	3.1181E 01	8.9236E 00	9.9876E-01
9.9150E-01	8.5016E-03	3.1116E 01	8.9355E 00	9.9876E-01
9.9170E-01	8.3016E-03	3.1050E 01	8.9473E 00	9.9876E-01
9.9190E-01	8.1016E-03	3.0984E 01	8.9590E 00	9.9875E-01
9.9210E-01	7.9016E-03	3.0916E 01	8.9707E 00	9.9875E-01
9.9230E-01	7.7017E-03	3.0877E 01	8.9823E 00	9.9875E-01
9.9250E-01	7.5017E-03	3.0877E 01	8.9938E 00	9.9875E-01
9.9270E-01	7.3017E-03	3.0707E 01	9.0053E 00	9.9875E-01
9.9290E-01	7.1017E-03	3.0635E 01	9.0167E 00	9.9875E-01
9.9310E-01	6.9018E-03	3.0562E 01	9.0280E 00	9.9875E-01
9.9330E-01	6.7018E-03	3.0488E 01	9.0393E 00	9.9875E-01
9.9350E-01	6.5018E-03	3.0413E 01	9.0505E 00	9.9875E-01
9.9370E-01	6.3019E-03	3.0337E 01	9.0617E 00	9.9875E-01
9.9390E-01	6.1019E-03	3.0260E 01	9.0727E 00	9.9875E-01
9.9410E-01	5.9019E-03	3.0182E 01	9.0838E 00	9.9875E-01
9.9430E-01	5.7019E-03	3.0102E 01	9.0947E 00	9.9876E-01
9.9450E-01	5.5020E-03	3.0022E 01	9.1056E 00	9.9876E-01
9.9470E-01	5.3020E-03	2.9940E 01	9.1164E 00	9.9876E-01
9.9490E-01	5.1020E-03	2.9857E 01	9.1272E 00	9.9876E-01
9.9510E-01	4.9024E-03	2.9773E 01	9.1379E 00	9.9876E-01
9.9530E-01	4.7021E-03	2.9688E 01	9.1485E 00	9.9876E-01
9.9550E-01	4.5021E-03	2.9602E 01	9.1591E 00	9.9876E-01
9.9570E-01	4.3021E-03	2.9514E 01	9.1696E 00	9.9876E-01
9.9590E-01	4.1021E-03	2.9425E 01	9.1801E 00	9.9876E-01
9.9610E-01	3.9022E-03	2.9335E 01	9.1906E 00	9.9876E-01
9.9630E-01	3.7022E-03	2.9244E 01	9.2010E 00	9.9876E-01
9.9650E-01	3.5222E-03	2.9152E 01	9.2114E 00	9.9877E-01
9.9670E-01	3.3222E-03	2.9059E 01	9.2217E 00	9.9877E-01
9.9690E-01	3.1232E-03	2.8965E 01	9.2321E 00	9.9877E-01
9.9710E-01	2.9023E-03	2.8870E 01	9.2425E 00	9.9877E-01
9.9730E-01	2.7023E-03	2.8875E 01	9.2529E 00	9.9877E-01
9.9750E-01	2.5024E-03	2.8679E 01	9.2633E 00	9.9878E-01
9.9770E-01	2.3124E-03	2.8584E 01	9.2739E 00	9.9878E-01
9.9790E-01	2.1224E-03	2.8490E 01	9.2846E 00	9.9878E-01
9.9810E-01	1.9024E-03	2.8398E 01	9.2955E 00	9.9879E-01
9.9830E-01	1.7025E-03	2.8309E 01	9.3067E 00	9.9879E-01
9.9850E-01	1.5025E-03	2.8228E 01	9.3185E 00	9.9880E-01
9.9870E-01	1.3025E-03	2.8159E 01	9.3310E 00	9.9880E-01
9.9890E-01	1.1025E-03	2.8111E 01	9.3417E 00	9.9881E-01
9.9910E-01	9.0256E-04	2.8106E 01	9.3605E 00	9.9882E-01
9.9930E-01	7.0259E-04	2.8194E 01	9.3807E 00	9.9883E-01
9.9950E-01	5.0262E-04	2.8155E 01	9.4078E 00	9.9885E-01
9.9970E-01	3.0264E-04	2.8062E 01	9.4590E 00	9.9887E-01
9.9990E-01	1.0267E-04	2.8322E 02	9.6449E 00	9.9893E-01
10.0000E-01	2.6822E-06		1.0602E 01	1.00C6E 02

Tab.8 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e valore del flusso magnetico totale in funzione di t nel caso accoppiato con  $K = 50$ ,  $L = 10^{-1}$ .

T = 9.8000E-01 TAU = 1.9600E-02 DT = 2.0000E-04 R = 2.0001E-02

X	Y	DO	B	Z	F1
1.0000E 38	0.	1.0000E 19	1.0000E 00	1.0000E 00	9.8537E-01
4.5436E-01	2.0000E-02	6.7436E-01	1.0600E 00	1.0001E 00	9.7594E-01
1.1345E-01	4.0000E-02	3.3742E-01	1.9470E 00	1.0344E 00	8.4533E-01
5.0323E-02	6.0000E-02	2.3522E-01	4.0293E 00	1.1260E 00	6.7358E-01
2.8227E-02	8.0000E-02	1.6920E-01	1.1234E 00	1.4260E 00	5.1449E-01
1.2444E-02	1.0000E-01	1.1333E-01	1.9329E 00	6.6947E 00	2.9508E-01
6.9205E-03	1.6000E-01	8.5560E-02	2.6297E 00	3.7610E 00	1.8244E-01
4.3636E-03	2.0000E-01	6.9019E-02	2.6297E 00	5.5723E 00	1.2174E-01
2.9747E-03	2.4000E-01	5.8093E-02	2.6297E 00	8.5993E 00	9.8537E-02
1.3731E-03	3.8000E-01	3.0372E-02	2.6297E 00	6.3316E 00	6.3316E-02
5.9388E-03	4.0000E-01	4.4652E-02	2.6297E 00	4.8069E 00	4.8069E-02
1.2211E-03	3.6000E-01	4.0263E-02	3.0123E 00	3.7339E 00	3.7339E-02
9.5455E-04	4.4000E-01	3.6851E-02	3.0051E 00	2.9506E 00	2.9506E-02
7.5733E-04	4.4000E-01	4.0202E-02	3.1088E 00	6.8763E 00	2.3415E-02
6.0732E-04	8.0000E-01	1.7393E-02	3.1456E 00	7.0654E 00	1.9074E-02
5.4545E-04	9.0000E-01	3.0749E-02	3.1719E 00	7.1785E 00	1.5550E-02
4.9059E-04	5.0000E-01	2.9843E-02	3.1771E 00	7.2277E 00	1.3992E-02
4.4170E-04	5.4000E-01	2.9013E-02	3.1911E 00	7.3005E 00	1.2367E-02
3.9796E-04	5.6000E-01	3.8249E-02	2.0432E 00	7.3683E 00	1.1415E-02
3.5866E-04	5.8000E-01	7.5544E-02	2.1655E 00	4.4315E 00	1.0309E-02
3.2323E-04	6.0000E-01	6.6894E-02	2.2880E 00	4.9070E 00	9.3012E-03
2.9117E-04	6.2000E-01	6.6291E-02	2.3877E 00	7.5462E 00	8.3992E-03
2.6207E-04	6.4000E-01	5.5731E-02	2.4881E 00	7.5981E 00	7.3557E-03
2.3555E-04	6.6000E-01	5.5211E-02	2.5203E 00	7.6469E 00	6.7857E-03
2.1139E-04	6.8000E-01	2.4727E-02	2.5273E 00	7.6922E 00	6.0861E-03
1.8924E-04	7.0000E-01	4.4275E-02	2.7557E 00	7.7360E 00	5.1397E-03
1.6891E-04	7.2000E-01	3.3853E-02	3.2637E 00	7.7768E 00	4.8136E-03
1.5021E-04	7.4000E-01	3.4545E-02	3.2912E 00	7.8155E 00	4.2926E-03
1.3296E-04	7.6000E-01	3.0873E-02	3.2983E 00	7.8517E 00	3.7824E-03
1.1703E-04	7.8000E-01	2.7379E-02	3.3051E 00	7.8863E 00	3.3090E-03
1.0227E-04	8.0000E-01	2.5474E-02	3.3115E 00	7.9187E 00	2.8689E-03
8.8658E-05	8.2000E-01	2.2102E-02	3.3176E 00	7.9476E 00	2.4591E-03
7.5861E-05	8.4000E-01	1.8152E-02	3.3234E 00	7.9788E 00	2.0770E-03
6.4013E-05	8.6000E-01	1.5422E-02	3.3288E 00	8.0066E 00	1.7200E-03
5.2968E-05	8.8000E-01	1.2844E-02	3.3341E 00	8.0329E 00	1.3860E-03
4.2649E-05	9.0000E-01	1.0404E-02	3.3339E 00	8.0576E 00	1.0731E-03
3.2995E-05	9.2000E-01	8.0892E-02	3.3438E 00	8.0814E 00	7.9951E-04
2.3952E-05	9.4000E-01	6.0514E-02	3.3483E 00	8.1048E 00	5.0372E-04
1.5467E-05	9.6000E-01	3.0384E-02	3.3526E 00	8.1267E 00	2.4431E-04
1.4969E-06	9.8000E-01	2.0187E-02	3.3567E 00	8.1478E 00	0.
0.	10.0000E-01	2.0000E-02	3.3607E 00	8.1651E 00	0.

Tab. 9 : Valori di  $\beta$ ,  $\theta$  e di  $f = \int_0^\xi (\beta-1)d\xi$  in funzione  
di  $\xi$ , y e della coordinata euleriana al tempo  
 $t = 9.8 \cdot 10^{-1}$  nel caso accoppiato  $K = 50$ ,  $L = 10^{-1}$ .

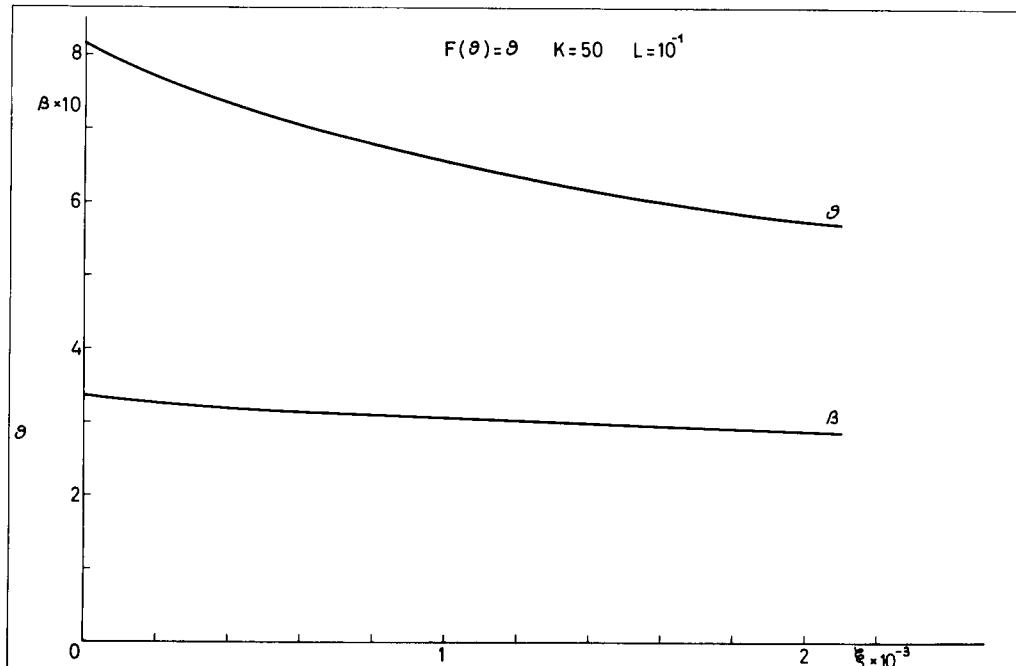


Fig. 6 : Andamento di  $\beta$  e  $\theta$  all'interno del liner al tempo  
 $t = 9.8 \cdot 10^{-1}$  in un caso di equazioni accoppiate.

T	R.	B	Z	FT
-0	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00
8.0000E-02	9.2000E-01	1.1704E 00	1.0137E 00	1.0003E 00
1.6000E-01	8.4000E-01	1.3778E 00	1.0739E 00	1.0003E 00
2.4000E-01	7.6000E-01	1.6380E 00	1.2078E 00	1.0003E 00
3.2000E-01	6.8000E-01	1.9706E 00	1.4639E 00	1.0003E 00
4.0000E-01	6.0000E-01	2.4021E 00	1.9201E 00	1.0003E 00
4.8000E-01	5.2000E-01	2.9679E 00	2.7049E 00	1.0003E 00
5.6000E-01	4.4000E-01	3.7082E 00	4.0694E 00	9.9977E-01
6.4000E-01	3.6000E-01	4.6547E 00	6.3912E 00	9.9977E-01
7.2000E-01	2.8000E-01	5.7752E 00	1.0372E 01	9.9970E-01
8.0000E-01	2.0000E-01	6.8844E 00	1.6558E 01	9.9928E-01
8.8000E-01	1.2000E-01	7.5560E 00	2.4736E 01	9.9839E-01
9.0600E-01	9.4000E-02	7.5731E 00	2.7610E 01	9.9818E-01
9.1400E-01	8.6000E-02	7.5517E 00	2.8441E 01	9.9811E-01
9.2200E-01	7.8000E-02	7.5178E 00	2.9256E 01	9.9807E-01
9.3000E-01	7.0000E-02	7.4681E 00	3.0053E 01	9.9802E-01
9.3800E-01	6.2000E-02	7.4017E 00	3.0827E 01	9.9796E-01
9.4600E-01	5.4000E-02	7.3178E 00	3.1573E 01	9.9792E-01
9.5040E-01	4.6000E-02	7.2639E 00	3.1971E 01	9.9790E-01
9.5120E-01	4.8800E-02	7.2534E 00	3.2042E 01	9.9789E-01
9.5200E-01	4.8000E-02	7.2428E 00	3.2112E 01	9.9789E-01
9.5280E-01	4.7200E-02	7.2320E 00	3.2182E 01	9.9788E-01
9.5360E-01	4.6400E-02	7.2210E 00	3.2252E 01	9.9788E-01
9.5440E-01	4.5600E-02	7.2098E 00	3.2322E 01	9.9788E-01
9.5520E-01	4.4800E-02	7.1983E 00	3.2391E 01	9.9788E-01
9.5600E-01	4.4000E-02	7.1865E 00	3.2460E 01	9.9787E-01
9.5680E-01	4.3200E-02	7.1746E 00	3.2528E 01	9.9787E-01
9.5760E-01	4.2400E-02	7.1623E 00	3.2596E 01	9.9786E-01
9.5840E-01	4.1600E-02	7.1499E 00	3.2664E 01	9.9786E-01
9.5920E-01	4.0800E-02	7.1374E 00	3.2732E 01	9.9786E-01
9.6000E-01	4.0000E-02	7.1245E 00	3.2799E 01	9.9785E-01
9.6080E-01	3.9200E-02	7.1114E 00	3.2865E 01	9.9785E-01
9.6160E-01	3.8400E-02	7.0983E 00	3.2931E 01	9.9785E-01
9.6240E-01	3.7600E-02	7.0847E 00	3.2997E 01	9.9785E-01
9.6320E-01	3.6800E-02	7.0709E 00	3.3063E 01	9.9784E-01
9.6400E-01	3.6000E-02	7.0569E 00	3.3128E 01	9.9784E-01
9.6480E-01	3.5200E-02	7.0427E 00	3.3192E 01	9.9784E-01
9.6560E-01	3.4400E-02	7.0282E 00	3.3257E 01	9.9784E-01
9.6640E-01	3.3601E-02	7.0136E 00	3.3321E 01	9.9783E-01
9.6720E-01	3.2801E-02	6.9985E 00	3.3384E 01	9.9783E-01
9.6800E-01	3.2001E-02	6.9835E 00	3.3447E 01	9.9783E-01
9.6880E-01	3.1201E-02	6.9676E 00	3.3510E 01	9.9783E-01
9.6960E-01	3.0401E-02	6.9519E 00	3.3572E 01	9.9782E-01
9.7040E-01	2.9601E-02	6.9358E 00	3.3634E 01	9.9782E-01
9.7120E-01	2.8801E-02	6.9193E 00	3.3695E 01	9.9782E-01
9.7200E-01	2.8001E-02	6.9026E 00	3.3756E 01	9.9782E-01
9.7280E-01	2.7201E-02	6.8858E 00	3.3816E 01	9.9782E-01
9.7360E-01	2.6401E-02	6.8686E 00	3.3876E 01	9.9781E-01
9.7440E-01	2.5601E-02	6.8511E 00	3.3936E 01	9.9781E-01
9.7520E-01	2.4801E-02	6.8333E 00	3.3995E 01	9.9781E-01
9.7600E-01	2.4001E-02	6.8152E 00	3.4054E 01	9.9781E-01
9.7680E-01	2.3201E-02	6.7967E 00	3.4112E 01	9.9781E-01
9.7760E-01	2.2401E-02	6.7780E 00	3.4169E 01	9.9781E-01
9.7840E-01	2.1601E-02	6.7588E 00	3.4227E 01	9.9781E-01
9.7920E-01	2.0801E-02	6.7393E 00	3.4284E 01	9.9780E-01
9.8000E-01	2.0001E-02	6.7195E 00	3.4340E 01	9.9780E-01
9.8040E-01	1.9201E-02	6.7094E 00	3.4368E 01	9.9780E-01
9.8080E-01	1.8401E-02	6.6993E 00	3.4396E 01	9.9780E-01
9.8120E-01	1.8801E-02	6.6891E 00	3.4423E 01	9.9780E-01
9.8160E-01	1.8401E-02	6.6788E 00	3.4451E 01	9.9780E-01
9.8200E-01	1.8001E-02	6.6684E 00	3.4478E 01	9.9780E-01
9.8240E-01	1.7601E-02	6.6579E 00	3.4506E 01	9.9780E-01
9.8280E-01	1.7201E-02	6.6474E 00	3.4533E 01	9.9780E-01
9.8320E-01	1.6820E-02	6.6367E 00	3.4560E 01	9.9780E-01
9.8360E-01	1.6401E-02	6.6259E 00	3.4587E 01	9.9780E-01
9.8400E-01	1.6001E-02	6.6150E 00	3.4614E 01	9.9780E-01
9.8440E-01	1.5601E-02	6.6040E 00	3.4641E 01	9.9780E-01
9.8480E-01	1.5201E-02	6.5929E 00	3.4667E 01	9.9780E-01
9.8520E-01	1.4801E-02	6.5817E 00	3.4694E 01	9.9780E-01
9.8560E-01	1.4401E-02	6.5703E 00	3.4720E 01	9.9780E-01
9.8600E-01	1.4001E-02	6.5589E 00	3.4746E 01	9.9780E-01
9.8640E-01	1.3601E-02	6.5473E 00	3.4772E 01	9.9779E-01
9.8680E-01	1.3201E-02	6.5356E 00	3.4824E 01	9.9779E-01
9.8720E-01	1.2801E-02	6.5239E 00	3.4850E 01	9.9779E-01
9.8760E-01	1.2401E-02	6.5120E 00	3.4876E 01	9.9779E-01
9.8800E-01	1.2001E-02	6.5000E 00	3.4901E 01	9.9779E-01
9.8840E-01	1.1601E-02	6.4878E 00	3.4927E 01	9.9779E-01
9.8880E-01	1.1201E-02	6.4756E 00	3.4952E 01	9.9779E-01
9.8920E-01	1.0801E-02	6.4632E 00	3.4977E 01	9.9779E-01
9.8960E-01	1.0401E-02	6.4507E 00	3.5002E 01	9.9779E-01
9.9000E-01	1.0001E-02	6.4389E 00	3.5027E 01	9.9779E-01
9.9040E-01	9.6014E-03	6.4252E 00	3.5052E 01	9.9779E-01
9.9080E-01	9.2015E-03	6.4122E 00	3.5076E 01	9.9779E-01
9.9120E-01	8.8015E-03	6.3991E 00	3.5101E 01	9.9779E-01
9.9160E-01	8.4016E-03	6.3859E 00	3.5125E 01	9.9779E-01
9.9200E-01	8.0016E-03	6.3725E 00	3.5150E 01	9.9779E-01
9.9240E-01	7.6017E-03	6.3589E 00	3.5174E 01	9.9779E-01
9.9280E-01	7.2017E-03	6.3452E 00	3.5198E 01	9.9779E-01
9.9320E-01	6.8018E-03	6.3314E 00	3.5222E 01	9.9779E-01
9.9360E-01	6.4018E-03	6.3173E 00	3.5246E 01	9.9779E-01
9.9400E-01	6.0019E-03	6.3030E 00	3.5270E 01	9.9779E-01
9.9440E-01	5.6019E-03	6.2887E 00	3.5294E 01	9.9780E-01
9.9480E-01	5.2020E-03	6.2741E 00	3.5318E 01	9.9780E-01
9.9520E-01	4.8020E-03	6.2594E 00	3.5342E 01	9.9780E-01
9.9560E-01	4.4021E-03	6.2445E 00	3.5366E 01	9.9780E-01
9.9600E-01	4.0222E-03	6.2294E 00	3.5391E 01	9.9780E-01
9.9640E-01	3.6022E-03	6.2143E 00	3.5415E 01	9.9780E-01
9.9680E-01	3.2023E-03	6.1991E 00	3.5441E 01	9.9780E-01
9.9720E-01	2.8023E-03	6.1840E 00	3.5467E 01	9.9781E-01
9.9760E-01	2.4024E-03	6.1691E 00	3.5494E 01	9.9781E-01
9.9800E-01	2.0024E-03	6.1547E 00	3.5525E 01	9.9782E-01
9.9840E-01	1.6025E-03	6.1417E 00	3.5561E 01	9.9782E-01
9.9880E-01	1.2025E-03	6.1318E 00	3.5611E 01	9.9782E-01
9.9920E-01	8.0025E-04	6.1303E 00	3.5671E 01	9.9783E-01
9.9960E-01	4.0263E-04	6.1622E 00	3.5750E 01	9.9881E-01
10.0000E-01	2.6822E-06	5.7888E 01	3.7501E 01	9.9881E-01

Tab.10 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e valore del flusso magnetico totale in funzione di  $t$  nel caso accoppiato con  $K = 50$ ,  $L = 1$ .

T	R	B	Z	FT
-0.	1.0000E-00	1.0000E-00	1.0000E-00	1.0000E-00
8.0000E-02	1.2000E-01	1.1794E-00	1.0000E-00	1.0000E-00
1.6000E-01	1.4000E-01	1.4092E-00	1.0000E-00	1.0000E-00
2.4000E-01	1.6000E-01	1.7114E-00	1.0001E-00	1.0015E-00
3.2000E-01	1.8000E-01	2.1214E-00	1.0003E-00	1.0018E-00
4.0000E-01	2.0000E-01	2.6975E-00	1.0006E-00	1.0020E-00
4.8000E-01	2.2000E-01	3.5448E-00	1.0014E-00	1.0020E-00
5.6000E-01	2.4000E-01	4.8674E-00	1.0037E-00	1.0018E-00
6.4000E-01	2.6000E-01	7.1055E-01	1.0129E-00	1.0015E-00
7.2000E-01	2.8000E-01	1.1368E-01	1.0749E-00	1.0010E-00
8.0000E-01	3.0000E-01	2.1172E-01	1.1815E-00	1.0007E-00
8.8000E-01	3.2000E-01	3.3392E-01	1.2649E-00	1.0006E-00
9.6000E-01	3.4000E-01	5.2184E-01	1.3883E-00	1.0004E-00
9.1400E-01	3.6000E-01	9.5924E-01	1.5760E-00	1.0003E-00
9.2200E-01	3.8000E-01	1.1343E-02	1.8723E-00	1.0001E-00
9.3000E-01	4.0000E-01	1.3620E-02	2.3595E-00	9.9985E-01
9.3800E-01	4.2000E-01	1.6616E-02	2.7656E-00	9.9968E-01
9.4600E-01	4.4000E-01	2.0765E-02	2.8594E-00	9.9965E-01
9.5040E-01	4.6000E-01	3.4269E-02	2.9590E-00	9.9962E-01
9.5120E-01	4.8000E-01	4.4880E-02	3.0646E-00	9.9958E-01
9.5200E-01	5.0000E-01	5.5512E-02	3.1768E-00	9.9955E-01
9.5280E-01	5.2000E-01	6.1677E-02	3.2958E-00	9.9951E-01
9.5360E-01	5.4000E-01	6.8455E-02	3.4224E-00	9.9947E-01
9.5440E-01	5.6000E-01	7.5754E-02	3.5568E-00	9.9943E-01
9.5520E-01	5.8000E-01	8.2737E-02	3.6998E-00	9.9939E-01
9.5600E-01	6.0000E-01	9.0255E-02	3.8519E-00	9.9935E-01
9.5680E-01	6.2000E-01	9.8055E-02	4.0138E-00	9.9931E-01
9.5760E-01	6.4000E-01	1.0612E-02	4.1861E-00	9.9921E-01
9.5840E-01	6.6000E-01	1.1447E-02	4.3697E-00	9.9917E-01
9.5920E-01	6.8000E-01	1.2313E-02	4.5654E-00	9.9912E-01
9.6000E-01	7.0000E-01	1.3209E-02	4.7740E-00	9.9907E-01
9.6080E-01	7.2000E-01	1.4138E-02	4.9966E-00	9.9901E-01
9.6160E-01	7.4000E-01	1.5099E-02	5.2341E-00	9.9896E-01
9.6240E-01	7.6000E-01	1.6071E-02	5.4876E-00	9.9890E-01
9.6320E-01	7.8000E-01	1.7049E-02	5.7583E-00	9.9885E-01
9.6400E-01	8.0000E-01	1.8027E-02	6.0475E-00	9.9879E-01
9.6480E-01	8.2000E-01	1.9015E-02	6.3564E-00	9.9872E-01
9.6560E-01	8.4000E-01	2.0003E-02	6.6867E-00	9.9866E-01
9.6640E-01	8.6000E-01	2.1001E-02	7.0398E-00	9.9859E-01
9.6720E-01	8.8000E-01	2.2001E-02	7.4172E-00	9.9852E-01
9.6800E-01	9.0000E-01	2.3001E-02	7.8205E-00	9.9845E-01
9.6880E-01	9.2000E-01	2.4001E-02	8.2518E-00	9.9838E-01
9.6960E-01	9.4000E-01	2.5001E-02	8.7126E-00	9.9830E-01
9.7040E-01	9.6000E-01	2.6001E-02	9.2051E-00	9.9822E-01
9.7120E-01	9.8000E-01	2.7001E-02	9.7312E-00	9.9814E-01
9.7200E-01	1.0000E-01	2.8001E-02	1.0293E-01	9.9806E-01
9.7280E-01	1.1000E-01	2.9001E-02	1.0892E-01	9.9797E-01
9.7362E-01	1.2000E-01	3.0001E-02	1.1532E-01	9.9788E-01
9.7440E-01	1.3000E-01	3.1001E-02	1.2213E-01	9.9779E-01
9.7520E-01	1.4000E-01	3.2001E-02	1.2939E-01	9.9770E-01
9.7600E-01	1.5000E-01	3.3001E-02	1.3710E-01	9.9761E-01
9.7680E-01	1.6000E-01	3.4001E-02	1.4529E-01	9.9751E-01
9.7760E-01	1.7000E-01	3.5001E-02	1.5308E-01	9.9741E-01
9.7840E-01	1.8000E-01	3.6001E-02	1.6131E-01	9.9737E-01
9.7920E-01	1.9000E-01	3.7001E-02	1.6948E-01	9.9732E-01
9.8000E-01	2.0000E-01	3.8001E-02	1.7779E-01	9.9727E-01
9.8040E-01	2.1000E-01	3.9001E-02	1.8608E-01	9.9722E-01
9.8080E-01	2.2000E-01	4.0001E-02	1.9431E-01	9.9717E-01
9.8120E-01	2.3000E-01	4.1001E-02	2.0249E-01	9.9712E-01
9.8160E-01	2.4000E-01	4.2001E-02	2.1059E-01	9.9707E-01
9.8200E-01	2.5000E-01	4.3001E-02	2.1862E-01	9.9702E-01
9.8240E-01	2.6000E-01	4.4001E-02	2.2655E-01	9.9697E-01
9.8280E-01	2.7000E-01	4.5001E-02	2.3437E-01	9.9692E-01
9.8320E-01	2.8000E-01	4.6001E-02	2.4206E-01	9.9687E-01
9.8360E-01	2.9000E-01	4.7001E-02	2.4960E-01	9.9682E-01
9.8400E-01	3.0000E-01	4.8001E-02	2.5698E-01	9.9677E-01
9.8440E-01	3.1000E-01	4.9001E-02	2.6418E-01	9.9672E-01
9.8480E-01	3.2000E-01	5.0001E-02	2.7119E-01	9.9667E-01
9.8520E-01	3.3000E-01	5.1001E-02	2.7798E-01	9.9662E-01
9.8560E-01	3.4000E-01	5.2001E-02	2.8454E-01	9.9658E-01
9.8600E-01	3.5000E-01	5.3001E-02	2.9084E-01	9.9653E-01
9.8640E-01	3.6000E-01	5.4001E-02	2.9687E-01	9.9649E-01
9.8680E-01	3.7000E-01	5.5001E-02	3.0259E-01	9.9645E-01
9.8720E-01	3.8000E-01	5.6001E-02	3.0899E-01	9.9640E-01
9.8760E-01	3.9000E-01	5.7001E-02	3.1505E-01	9.9636E-01
9.8800E-01	4.0000E-01	5.8001E-02	3.1775E-01	9.9632E-01
9.8840E-01	4.1000E-01	5.9001E-02	3.2204E-01	9.9628E-01
9.8880E-01	4.2000E-01	6.0001E-02	3.2932E-01	9.9624E-01
9.8920E-01	4.3000E-01	6.1001E-02	3.3566E-01	9.9621E-01
9.8960E-01	4.4000E-01	6.2001E-02	3.4321E-01	9.9617E-01
9.9000E-01	4.5000E-01	6.3001E-02	3.5076E-01	9.9614E-01
9.9140E-01	4.6000E-01	6.4001E-02	3.5831E-01	9.9608E-01
9.9200E-01	4.7000E-01	6.5001E-02	3.6583E-01	9.9603E-01
9.9240E-01	4.8000E-01	6.6001E-02	3.7333E-01	9.9601E-01
9.9280E-01	4.9000E-01	6.7001E-02	3.8078E-01	9.9599E-01
9.9320E-01	5.0000E-01	6.8001E-02	3.8817E-01	9.9597E-01
9.9360E-01	5.1000E-01	6.9001E-02	3.9549E-01	9.9596E-01
9.9400E-01	5.2000E-01	7.0001E-02	4.0272E-01	9.9595E-01
9.9440E-01	5.3000E-01	7.1001E-02	4.0984E-01	9.9594E-01
9.9480E-01	5.4000E-01	7.2001E-02	4.1685E-01	9.9594E-01
9.9520E-01	5.5000E-01	7.3001E-02	4.2372E-01	9.9594E-01
9.9560E-01	5.6000E-01	7.4001E-02	4.3043E-01	9.9594E-01
9.9600E-01	5.7000E-01	7.5260E-02	4.3698E-01	9.9595E-01
9.9640E-01	5.8000E-01	7.5782E-02	4.4335E-01	9.9596E-01
9.9680E-01	5.9000E-01	7.6869E-02	4.4953E-01	9.9597E-01
9.9720E-01	6.0000E-01	7.7800E-02	4.5549E-01	9.9599E-01
9.9760E-01	6.1000E-01	7.6600E-02	4.6124E-01	9.9602E-01
9.9800E-01	6.2000E-01	7.5260E-02	4.6678E-01	9.9606E-01
9.9840E-01	6.3000E-01	7.3782E-02	4.7215E-01	9.9612E-01
9.9880E-01	6.4000E-01	7.2201E-02	4.7749E-01	9.9620E-01
9.9920E-01	6.5000E-01	7.0827E-02	4.8357E-01	9.9633E-01
9.9960E-01	6.6000E-01	4.1976E-03	5.2862E-01	1.0017E-00

Tab.11 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e  
valore del flusso magnetico totale in funzione di t  
nel caso accoppiato con  $K = 10^3$ ,  $L = 10^{-2}$ .

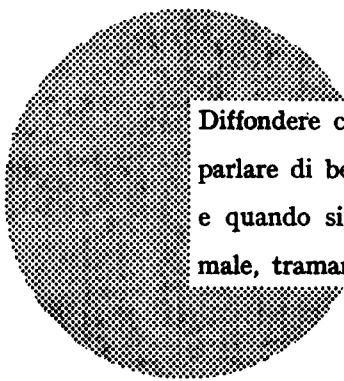
T	R	B	Z	FT
-0.	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00	1.0000E 00
8.0000E-02	9.2000E-01	1.1793E 00	1.0001E 00	1.0004E 00
1.6000E-01	8.4000E-01	1.4089E 00	1.0007E 00	1.0007E 00
2.4000E-01	7.6000E-01	1.7111E 00	1.0022E 00	1.0010E 00
3.2000E-01	6.8000E-01	2.1208E 00	1.0054E 00	1.0015E 00
4.0000E-01	6.0000E-01	2.6966E 00	1.0122E 00	1.0016E 00
4.8000E-01	5.2000E-01	3.5431E 00	1.0267E 00	1.0016E 00
5.6000E-01	4.4000E-01	4.8634E 00	1.0588E 00	1.0015E 00
6.4000E-01	3.6000E-01	7.0934E 00	1.1386E 00	1.0015E 00
7.2000E-01	2.8000E-01	1.1317E 01	1.3645E 00	1.0013E 00
8.0000E-01	2.0000E-01	2.0828E 01	2.1874E 00	1.0010E 00
8.8000E-01	1.2000E-01	4.8922E 01	6.7530E 00	1.0001E 00
9.0600E-01	9.4000E-02	6.9443E 01	1.2765E 01	9.9940E-01
9.1400E-01	8.6000E-02	7.7647E 01	1.6665E 01	9.9916E-01
9.2200E-01	7.8000E-02	8.6727E 01	2.1737E 01	9.9884E-01
9.3000E-01	7.0000E-02	9.6618E 01	2.8221E 01	9.9850E-01
9.3800E-01	6.2000E-02	1.0711E 02	3.6397E 01	9.9813E-01
9.4600E-01	5.4000E-02	1.1781E 02	4.6513E 01	9.9772E-01
9.5400E-01	4.9000E-02	1.2357E 02	5.2954E 01	9.9751E-01
9.5120E-01	4.8000E-02	1.2459E 02	5.2459E 01	9.9746E-01
9.5200E-01	4.8000E-02	1.2560E 02	5.5499E 01	9.9741E-01
9.5280E-01	4.7200E-02	1.2660E 02	5.6801E 01	9.9736E-01
9.5360E-01	4.6400E-02	1.2759E 02	5.8120E 01	9.9732E-01
9.5440E-01	4.5600E-02	1.2856E 02	5.9459E 01	9.9727E-01
9.5520E-01	4.4800E-02	1.2952E 02	6.0820E 01	9.9722E-01
9.5600E-01	4.4000E-02	1.3047E 02	6.2198E 01	9.9716E-01
9.5680E-01	4.3200E-02	1.3140E 02	6.3590E 01	9.9712E-01
9.5760E-01	4.2400E-02	1.3231E 02	6.5002E 01	9.9707E-01
9.5840E-01	4.1600E-02	1.3321E 02	6.6433E 01	9.9702E-01
9.5920E-01	4.0800E-02	1.3408E 02	6.7881E 01	9.9697E-01
9.6000E-01	4.0000E-02	1.3494E 02	6.9344E 01	9.9692E-01
9.6080E-01	3.9200E-02	1.3577E 02	7.0821E 01	9.9687E-01
9.6160E-01	3.8400E-02	1.3658E 02	7.2313E 01	9.9683E-01
9.6240E-01	3.7600E-02	1.3737E 02	7.3820E 01	9.9678E-01
9.6320E-01	3.6800E-02	1.3813E 02	7.5341E 01	9.9673E-01
9.6400E-01	3.6000E-02	1.3887E 02	7.6873E 01	9.9669E-01
9.6480E-01	3.5200E-02	1.3958E 02	7.8418E 01	9.9664E-01
9.6560E-01	3.4400E-02	1.4026E 02	7.9974E 01	9.9660E-01
9.6640E-01	3.3601E-02	1.4092E 02	8.1540E 01	9.9656E-01
9.6720E-01	3.2801E-02	1.4153E 02	8.3117E 01	9.9651E-01
9.6800E-01	3.2001E-02	1.4212E 02	8.4704E 01	9.9646E-01
9.6880E-01	3.1201E-02	1.4267E 02	8.6297E 01	9.9642E-01
9.6960E-01	3.0401E-02	1.4318E 02	8.7897E 01	9.9637E 01
9.7040E-01	2.9601E-02	1.4366E 02	8.9500E 01	9.9634E 01
9.7120E-01	2.8801E-02	1.4410E 02	9.1107E 01	9.9630E 01
9.7200E-01	2.8001E-02	1.4450E 02	9.2723E 01	9.9625E 01
9.7280E-01	2.7201E-02	1.4486E 02	9.4339E 01	9.9621E 01
9.7360E-01	2.6401E-02	1.4518E 02	9.5956E 01	9.9618E 01
9.7440E-01	2.5601E-02	1.4545E 02	9.7575E 01	9.9614E 01
9.7520E-01	2.4801E-02	1.4568E 02	9.9190E 01	9.9610E 01
9.7600E-01	2.4020E-02	1.4585E 02	1.0080E 02	9.9607E 01
9.7680E-01	2.3201E-02	1.4598E 02	1.0241E 02	9.9603E 01
9.7760E-01	2.2401E-02	1.4605E 02	1.0402E 02	9.9599E 01
9.7840E-01	2.1601E-02	1.4608E 02	1.0562E 02	9.9596E 01
9.7920E-01	2.0801E-02	1.4605E 02	1.0721E 02	9.9593E 01
9.8000E-01	2.0001E-02	1.4596E 02	1.0879E 02	9.9590E 01
9.8040E-01	1.9601E-02	1.4589E 02	1.0958E 02	9.9588E 01
9.8080E-01	1.9201E-02	1.4581E 02	1.1036E 02	9.9587E 01
9.8120E-01	1.8801E-02	1.4571E 02	1.1114E 02	9.9585E 01
9.8160E-01	1.8401E-02	1.4560E 02	1.1192E 02	9.9584E 01
9.8200E-01	1.8001E-02	1.4547E 02	1.1269E 02	9.9583E 01
9.8240E-01	1.7601E-02	1.4533E 02	1.1346E 02	9.9581E 01
9.8280E-01	1.7201E-02	1.4517E 02	1.1423E 02	9.9580E 01
9.8320E-01	1.6801E-02	1.4499E 02	1.1499E 02	9.9579E 01
9.8360E-01	1.6401E-02	1.4480E 02	1.1575E 02	9.9577E 01
9.8440E-01	1.6001E-02	1.4459E 02	1.1650E 02	9.9576E 01
9.8480E-01	1.5601E-02	1.4436E 02	1.1725E 02	9.9575E 01
9.8520E-01	1.5201E-02	1.4411E 02	1.1800E 02	9.9574E 01
9.8560E-01	1.4801E-02	1.4385E 02	1.1874E 02	9.9573E 01
9.8600E-01	1.4401E-02	1.4357E 02	1.1947E 02	9.9572E 01
9.8640E-01	1.4001E-02	1.4327E 02	1.2020E 02	9.9570E 01
9.8680E-01	1.3601E-02	1.4295E 02	1.2092E 02	9.9569E 01
9.8720E-01	1.3201E-02	1.4261E 02	1.2164E 02	9.9568E 01
9.8760E-01	1.2801E-02	1.4225E 02	1.2235E 02	9.9567E 01
9.8800E-01	1.2401E-02	1.4187E 02	1.2306E 02	9.9566E 01
9.8840E-01	1.2001E-02	1.4146E 02	1.2376E 02	9.9565E 01
9.8880E-01	1.1601E-02	1.4104E 02	1.2445E 02	9.9564E 01
9.8920E-01	1.1201E-02	1.4060E 02	1.2513E 02	9.9563E 01
9.8960E-01	1.0801E-02	1.4013E 02	1.2581E 02	9.9562E 01
9.9000E-01	1.0001E-02	1.3964E 02	1.2648E 02	9.9561E 01
9.9040E-01	9.6014E-03	1.3913E 02	1.2714E 02	9.9561E 01
9.9080E-01	9.2015E-03	1.3860E 02	1.2780E 02	9.9561E 01
9.9120E-01	8.8015E-03	1.3804E 02	1.2845E 02	9.9560E 01
9.9160E-01	8.4016E-03	1.3745E 02	1.2909E 02	9.9559E 01
9.9200E-01	8.0016E-03	1.3684E 02	1.2972E 02	9.9558E 01
9.9240E-01	7.6017E-03	1.3620E 02	1.3034E 02	9.9557E 01
9.9280E-01	7.2017E-03	1.3554E 02	1.3095E 02	9.9556E 01
9.9320E-01	6.8018E-03	1.3485E 02	1.3156E 02	9.9555E 01
9.9360E-01	6.4018E-03	1.3412E 02	1.3215E 02	9.9554E 01
9.9400E-01	6.0019E-03	1.3337E 02	1.3274E 02	9.9553E 01
9.9440E-01	5.6019E-03	1.3259E 02	1.3331E 02	9.9552E 01
9.9480E-01	5.2020E-03	1.3177E 02	1.3388E 02	9.9551E 01
9.9520E-01	4.8020E-03	1.3092E 02	1.3443E 02	9.9550E 01
9.9560E-01	4.4021E-03	1.3004E 02	1.3498E 02	9.9549E 01
9.9600E-01	4.0022E-03	1.2912E 02	1.3551E 02	9.9548E 01
9.9640E-01	3.6022E-03	1.2816E 02	1.3604E 02	9.9547E 01
9.9680E-01	3.2023E-03	1.2716E 02	1.3655E 02	9.9556E 01
9.9720E-01	2.8023E-03	1.2611E 02	1.3705E 02	9.9555E 01
9.9760E-01	2.4024E-03	1.2502E 02	1.3755E 02	9.9554E 01
9.9800E-01	2.0024E-03	1.2269E 02	1.3803E 02	9.9553E 01
9.9840E-01	1.6025E-03	1.2144E 02	1.3897E 02	9.9552E 01
9.9880E-01	1.2025E-03	1.2015E 02	1.3943E 02	9.9551E 01
9.9920E-01	8.0258E-04	1.1884E 02	1.3992E 02	9.9550E 01
9.9960E-01	4.0263E-04	1.1776E 02	1.4051E 02	9.9549E 01
10.0000E-01	2.6822E-06	7.9328E 01	1.4609E 02	9.9563E 01

Tab.12 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e valore del flusso magnetico totale in funzione di  $t$  nel caso accoppiato con  $K = 10^3$ ,  $L = 10^{-1}$ .

T	R	B	Z	FT
-0.				
8.0000E-02	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00	1.0000E+00
1.6000E-01	1.1809E+00	1.1809E+00	1.00019E+00	1.0002E+00
2.4000E-01	1.7253E+00	1.7253E+00	1.0006E+00	1.0004E+00
3.2000E-01	1.7528E+00	1.7528E+00	1.00117E+00	1.0008E+00
4.0000E-01	1.6499E+00	1.6499E+00	1.00050E+00	1.0009E+00
4.8000E-01	1.0700E+00	1.0700E+00	1.00112E+00	1.0011E+00
5.6000E-01	1.5164E+00	1.5164E+00	1.0012E+00	1.0012E+00
6.4000E-01	1.2283E+00	1.2283E+00	1.0012E+00	1.0012E+00
7.2000E-01	1.3575E+00	1.3575E+00	1.0012E+00	1.0012E+00
8.0000E-01	1.2018E+00	1.2018E+00	1.0012E+00	1.0012E+00
8.8000E-01	1.1618E+00	1.1618E+00	1.0012E+00	1.0012E+00
9.6000E-01	1.4975E+00	1.4975E+00	1.0012E+00	1.0012E+00
9.1400E-01	1.1017E+00	1.1017E+00	1.0012E+00	1.0012E+00
9.2200E-01	1.2864E+00	1.2864E+00	1.0005E+00	1.0007E+00
9.3000E-01	1.5110E+00	1.5110E+00	1.0002E+00	1.0002E+00
9.3800E-01	1.7834E+00	1.7834E+00	9.9993E-01	9.9946E-01
9.4600E-01	1.1085E+00	1.1085E+00	9.9918E-01	9.9918E-01
9.5040E-01	1.3101E+00	1.3101E+00	9.9910E-01	9.9910E-01
9.51200E-01	1.3483E+00	1.3483E+00	9.9910E-01	9.9910E-01
9.5200E-01	1.3870E+00	1.3870E+00	9.9910E-01	9.9910E-01
9.5280E-01	1.4260E+00	1.4260E+00	9.9875E-01	9.9875E-01
9.5360E-01	1.4655E+00	1.4655E+00	9.9866E-01	9.9866E-01
9.5440E-01	1.5053E+00	1.5053E+00	9.9857E-01	9.9857E-01
9.5520E-01	1.5856E+00	1.5856E+00	9.9840E-01	9.9840E-01
9.5600E-01	1.6260E+00	1.6260E+00	9.9836E-01	9.9836E-01
9.5680E-01	1.6666E+00	1.6666E+00	9.9825E-01	9.9825E-01
9.5760E-01	1.7075E+00	1.7075E+00	9.9820E-01	9.9820E-01
9.5840E-01	1.7484E+00	1.7484E+00	9.9813E-01	9.9813E-01
9.5920E-01	1.7891E+00	1.7891E+00	9.9805E-01	9.9805E-01
9.6000E-01	1.8300E+00	1.8300E+00	9.9796E-01	9.9796E-01
9.6080E-01	1.8709E+00	1.8709E+00	9.9789E-01	9.9789E-01
9.6160E-01	1.9117E+00	1.9117E+00	9.9775E-01	9.9775E-01
9.6240E-01	1.9524E+00	1.9524E+00	9.9762E-01	9.9762E-01
9.6320E-01	1.9929E+00	1.9929E+00	9.9757E-01	9.9757E-01
9.6400E-01	2.0331E+00	2.0331E+00	9.9749E-01	9.9749E-01
9.6480E-01	2.0730E+00	2.0730E+00	9.9740E-01	9.9740E-01
9.6560E-01	2.1126E+00	2.1126E+00	9.9734E-01	9.9734E-01
9.6640E-01	2.1516E+00	2.1516E+00	9.9726E-01	9.9726E-01
9.6720E-01	2.2283E+00	2.2283E+00	9.9710E-01	9.9710E-01
9.6800E-01	2.4078E+00	2.4078E+00	9.9704E-01	9.9704E-01
9.6880E-01	2.4402E+00	2.4402E+00	9.9697E-01	9.9697E-01
9.6960E-01	2.5007E+00	2.5007E+00	9.9690E-01	9.9690E-01
9.7040E-01	2.5828E+00	2.5828E+00	9.9683E-01	9.9683E-01
9.71200E-01	2.6595E+00	2.6595E+00	9.9680E-01	9.9680E-01
9.7200E-01	2.7019E+00	2.7019E+00	9.9677E-01	9.9677E-01
9.7280E-01	2.7388E+00	2.7388E+00	9.9674E-01	9.9674E-01
9.7360E-01	2.7755E+00	2.7755E+00	9.9672E-01	9.9672E-01
9.7440E-01	2.8193E+00	2.8193E+00	9.9670E-01	9.9670E-01
9.7520E-01	2.9913E+00	2.9913E+00	9.9669E-01	9.9669E-01
9.7600E-01	3.0117E+00	3.0117E+00	9.9668E-01	9.9668E-01
9.7680E-01	3.0267E+00	3.0267E+00	9.9668E-01	9.9668E-01
9.7760E-01	3.0789E+00	3.0789E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.7840E-01	3.1517E+00	3.1517E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.7920E-01	3.2848E+00	3.2848E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8000E-01	3.4147E+00	3.4147E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8040E-01	3.5309E+00	3.5309E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.81200E-01	3.6558E+00	3.6558E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8160E-01	3.7833E+00	3.7833E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.82400E-01	3.9133E+00	3.9133E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8320E-01	4.0463E+00	4.0463E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8400E-01	4.1813E+00	4.1813E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8480E-01	4.3199E+00	4.3199E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8560E-01	4.4608E+00	4.4608E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8640E-01	4.6047E+00	4.6047E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8680E-01	4.7509E+00	4.7509E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8720E-01	4.8998E+00	4.8998E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8800E-01	5.0512E+00	5.0512E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8880E-01	5.2047E+00	5.2047E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.8960E-01	5.3604E+00	5.3604E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.9040E-01	5.5171E+00	5.5171E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.91200E-01	5.6753E+00	5.6753E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.9200E-01	5.8349E+00	5.8349E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.9280E-01	5.9148E+00	5.9148E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.9360E-01	5.9950E+00	5.9950E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.9440E-01	6.0750E+00	6.0750E+00	9.9667E-01	9.9667E-01
9.9520E-01	6.1549E+00	6.1549E+00	9.9674E-01	9.9674E-01
9.9600E-01	6.2348E+00	6.2348E+00	9.9669E-01	9.9669E-01
9.9680E-01	6.3147E+00	6.3147E+00	9.9663E-01	9.9663E-01
9.9760E-01	6.3945E+00	6.3945E+00	9.9663E-01	9.9663E-01
9.9840E-01	6.4742E+00	6.4742E+00	9.9663E-01	9.9663E-01
9.9920E-01	6.5538E+00	6.5538E+00	9.9660E-01	9.9660E-01
9.9960E-01	6.6330E+00	6.6330E+00	9.9657E-01	9.9657E-01
10.0000E-01	6.7120E+00	6.7120E+00	9.9654E-01	9.9654E-01
	6.7909E+00	6.7909E+00	9.9651E-01	9.9651E-01
	6.8692E+00	6.8692E+00	9.9648E-01	9.9648E-01
	6.9473E+00	6.9473E+00	9.9646E-01	9.9646E-01
	7.0249E+00	7.0249E+00	9.9643E-01	9.9643E-01
	7.1020E+00	7.1020E+00	9.9641E-01	9.9641E-01
	7.1785E+00	7.1785E+00	9.9641E-01	9.9641E-01
	7.2546E+00	7.2546E+00	9.9639E-01	9.9639E-01
	7.3302E+00	7.3302E+00	9.9636E-01	9.9636E-01
	7.4052E+00	7.4052E+00	9.9634E-01	9.9634E-01
	7.4795E+00	7.4795E+00	9.9632E-01	9.9632E-01
	7.5533E+00	7.5533E+00	9.9630E-01	9.9630E-01
	7.6266E+00	7.6266E+00	9.9628E-01	9.9628E-01
	7.6991E+00	7.6991E+00	9.9626E-01	9.9626E-01
	7.7709E+00	7.7709E+00	9.9624E-01	9.9624E-01
	7.8420E+00	7.8420E+00	9.9622E-01	9.9622E-01
	7.9122E+00	7.9122E+00	9.9620E-01	9.9620E-01
	7.9816E+00	7.9816E+00	9.9619E-01	9.9619E-01
	8.0502E+00	8.0502E+00	9.9617E-01	9.9617E-01
	8.1179E+00	8.1179E+00	9.9615E-01	9.9615E-01
	8.1846E+00	8.1846E+00	9.9614E-01	9.9614E-01
	8.2503E+00	8.2503E+00	9.9613E-01	9.9613E-01
	8.3151E+00	8.3151E+00	9.9611E-01	9.9611E-01
	8.3878E+00	8.3878E+00	9.9610E-01	9.9610E-01
	8.4414E+00	8.4414E+00	9.9609E-01	9.9609E-01
	8.5028E+00	8.5028E+00	9.9608E-01	9.9608E-01
	8.5631E+00	8.5631E+00	9.9607E-01	9.9607E-01
	8.6220E+00	8.6220E+00	9.9606E-01	9.9606E-01
	8.6797E+00	8.6797E+00	9.9605E-01	9.9605E-01
	8.7360E+00	8.7360E+00	9.9604E-01	9.9604E-01
	8.7908E+00	8.7908E+00	9.9603E-01	9.9603E-01
	8.8441E+00	8.8441E+00	9.9602E-01	9.9602E-01
	8.8959E+00	8.8959E+00	9.9601E-01	9.9601E-01
	8.9460E+00	8.9460E+00	9.9600E-01	9.9600E-01
	9.0412E+00	9.0412E+00	9.9603E-01	9.9603E-01
	9.0863E+00	9.0863E+00	9.9604E-01	9.9604E-01
	9.1300E+00	9.1300E+00	9.9605E-01	9.9605E-01
	9.1740E+00	9.1740E+00	9.9606E-01	9.9606E-01
	9.2741E+00	9.2741E+00	9.9773E-01	9.9773E-01

Tab.13 : Valori di  $\beta$  e  $\theta$  sulla parete interna del liner e valore del flusso magnetico totale in funzione di  $t$  nel caso accoppiato con  $K = 10^4$ ,  $L = 10^{-1}$ .





Diffondere cognizioni equivale a diffondere benessere — intendo parlare di benessere generale e non già di ricchezza individuale — e quando si instaura il benessere va sempre più scomparendo il male, tramandatoci da un oscuro passato.

Alfred Nobel

# UFFICI DI VENDITA

Tutte le relazioni Euratom si vendono nei seguenti uffici ai prezzi indicati a tergo della copertina (all'atto dell'ordinazione, indicare chiaramente il riferimento EUR e il titolo della relazione che figurano sulla copertina).

## PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES

98, Chaussée de Charleroi, Bruxelles 6

Banque de la Société Générale - Bruxelles  
compte № 964.558,

Banque Belgo Congolaise - Bruxelles  
compte № 2444.141,

Compte chèque postal - Bruxelles - № 167.37,

Belgian American Bank and Trust Company - New York  
compte No. 22.186,

Lloyds Bank (Europe) Ltd. - 10 Moorgate, London E.C.2,  
Postcheckkonto - Köln - Nr. 160.861.

## OFFICE CENTRAL DE VENTE DES PUBLICATIONS DES COMMUNAUTES EUROPEENNES

2, place de Metz, Luxembourg (Compte chèque postal № 191-90)

### BELGIQUE — BELGIE

MONITEUR BELGE  
40-42, rue de Louvain - Bruxelles  
BELGISCH STAATSBLAD  
Leuvenseweg 40-42 - Brussel

### GRAND-DUCHE DE LUXEMBOURG

OFFICE CENTRAL DE VENTE  
DES PUBLICATIONS DES  
COMMUNAUTES EUROPEENNES  
9, rue Goethe - Luxembourg

### DEUTSCHLAND

BUNDESANZEIGER  
Postfach - Köln 1

### ITALIA

LIBRERIA DELLO STATO  
Piazza G. Verdi, 10 - Roma

### FRANCE

SERVICE DE VENTE EN FRANCE  
DES PUBLICATIONS DES  
COMMUNAUTES EUROPEENNES  
26, rue Desaix - Paris 15<sup>e</sup>

### NEDERLAND

STAATSDRUKKERIJ  
Christoffel Plantijnstraat - Den Haag

EURATOM — C.I.D.  
51-53, rue Belliard  
Bruxelles (Belgique)