

C. A. M. E. N.
LABORATORIO DI FISICA

CALCOLO DELLA MASSIMA COMPRESSIONE
DI UN FLUSSO STAZIONARIO DI PLASMA
IN APPROSSIMAZIONE MHD
SECONDO IL MODELLO DI MOROZOV

Giovanni GHERI
Oreste SIGNORE

Indice

1. Introduzione	pag. 1
2. Il modello di Morozov	pag. 4
2.1. Generalità	pag. 4
2.2. L'integrale di Bernoulli e sue implicazioni	pag. 6
3. Risultati numerici	pag. 12

Bibliografia

Appendice

1. Introduzione

Come noto, le ricerche sulla fusione termonucleare controllata si stanno svolgendo ormai da tempo lungo due grandi direttrici: quella delle grandi macchine, del tipo Tokamak e Stellarator, e quella dei pinches. Pur essendo opinione diffusa fra gli specialisti che i futuri reattori a fusione saranno appannaggio delle macchine del primo tipo avendo esse tempi di contenimento più lunghi, i pinches costituiscono a tuttoggi un potente e relativamente economico mezzo di indagine sulla fisica dei plasmi densi. Accanto alle ricerche di carattere puramente sperimentale al riguardo, si affiancano, con sempre maggiore successo, studi e ricerche nel campo del calcolo e dell'analisi numerica, nell'intento di interpretare e ricostruire matematicamente i fenomeni fisici di base. Tale crescente interesse è dovuto a vari motivi; fra questi essenzialmente la possibilità di usufruire di calcolatori sempre più veloci e di grandi dimensioni e di moderne e efficaci tecniche di calcolo, che consentono di simulare con notevole attendibilità il comportamento di un plasma di fusione in approssimazione MHD. D'altra parte, la messa a punto di un serio programma di calcolo implica una spesa complessiva da 20 a 30 milioni di lire e circa 2 anni di lavoro [1]; mentre la corrispondente esperienza di laboratorio ha un costo di almeno un ordine di grandezza superiore, tempi di realizzazione più lunghi e esito, talvolta, incerto o comunque non pari alle aspettative. Se mai, una critica che si può muovere ai grossi programmi di cal

colo è la loro scarsa flessibilità, nel senso che essi non sempre sviluppano algoritmi abbastanza generali. Tali programmi di calcolo, infatti, sono essenzialmente dedicati a risolvere sistemi di equazioni differenziali, in generale non lineari, di ordine superiore al primo, di vario tipo: ellittiche (approssimazione idrodinamica, sforzi magnetici), iperboliche (onde MHD), paraboliche (diffusione), locali (equiripartizione dell'energia, ionizzazione). Ne segue, specie per le equazioni degli ultimi tre tipi, la necessità di utilizzare particolari tecniche di calcolo onde implementare efficacemente gli usuali schemi alle differenze finite; ciò implica che anche semplici variazioni nella geometria o nella struttura fisica di un'esperienza conducono a una pressoché totale ristrutturazione del programma di calcolo. Così, accanto a programmi di calcolo quali, ad esempio, il PIC [2], il codice di Hoffmann [3] e i classici lavori di Roberts [4], si possono allineare utilmente programmi che operano su equazioni in forma integrata (integrali dell'energia, ad esempio) e consentono di ricavare i valori numerici delle variabili che interessano. Trattasi, in genere, di equazioni e sistemi di equazioni non lineari, in cui le restrizioni e le approssimazioni fatte sono compensate da una minore mole di lavoro e da un minore costo.

In quest'ambito di considerazioni si colloca il presente lavoro. Esso si propone di valutare numericamente le possibilità di compressione di un pinch assiale proposto dal fisico russo Morozov, in approssimazione MHD adiabatica e di canale sottile, a partire dall'equazione del Bernoulli generalizzata e per alcune geometrie scelte fra quelle fisicamente

di maggiore interesse pratico.

Nel capitolo 2 è riportata una breve descrizione del modello di Morozov e dell'equazione usata per ricavare i valori dei rapporti di compressione. Nel capitolo 3 sono illustrati i principali risultati numerici, mentre in appendice è riportata la lista completa del programma di calcolo, scritto in FORTRAN IV, nonché il relativo output. Tutti i calcoli sono stati eseguiti sul calcolatore IBM 360/67 del CNUCE di Pisa.

Il presente lavoro è svolto nell'ambito dello Studio CTSD-52 attualmente in fase di realizzazione presso il CAMEL.

Si desidera ringraziare il PN Gabriele Cionini per il prezioso aiuto prestato nella compilazione e messa a punto del programma di calcolo.

2. Il modello di Morozov

Il modello di pinch descritto in questo capitolo è stato suggerito, per la prima volta, da A.I. Morozov e L.S. Solov'ev nel 1963 [5]. In seguito è stato oggetto di uno studio più dettagliato da parte dello stesso Morozov [6] e, successivamente, da parte di A.A. Newton [7]. Recentemente [8] L.A. Artsimovich ha citato tale modello di pinch come uno dei più significativi del suo genere nell'ambito delle ricerche sulla fusione termonucleare controllata.

2.1. Generalità

Tutti i pinches cilindrici presentano instabilità macroscopiche del tipo a salsiccia ($m=0$) e inoltre, dato che la compressione del plasma si realizza attraverso un collasso radiale, si viene a creare un'onda d'urto di riflessione sull'asse di simmetria che tende a limitare le dimensioni minime trasversali della colonna di plasma. D'altra parte, anche i pinches non cilindrici presentano lo svantaggio che solo una piccola parte del gas e della energia fornita raggiunge la zona di massima densità (focus).

L'idea base di Morozov è che si possa ottenere un sostanziale miglioramento nelle prestazioni dei pinches non cilindrici stabilendo un flusso stazionario di plasma in modo da creare una accelerazione continua del plasma stesso verso l'asse di simmetria; in tal modo quasi tutto il plasma attraversa la regione del focus.

Un apparato del tipo considerato differisce da uno z-pinch per la distribuzione della densità, della pressione e della temperatura. In altri termini, la differenza rispetto allo z-pinch è la mancanza di una separazione netta tra il plasma caldo, ad alta densità e alto β , e quello freddo, a bassa densità e basso β , in quanto si ha un passaggio continuo da un tipo di plasma all'altro.

Una delle caratteristiche più interessanti del modello di Morozov è la mancanza di instabilità a salsiccia, mentre per quanto riguarda quelle a gomito ($m=1$) non si può affermare che siano assenti, ma, da considerazioni sperimentali, si è indotti a pensare che in genere non si presentino e, se nascono, non tendano ad esaltarsi. Per quanto riguarda le microinstabilità, l'eccitazione di onde acustiche ioniche si ha solo se la velocità di trascinamento degli elettroni supera un certo valore caratteristico. Ne segue quindi un criterio che, se soddisfatto, limita anche i fenomeni di diffusione. Un ulteriore vantaggio proviene dal fatto che l'energia magnetica viene convertita direttamente in energia interna, e quindi non è richiesta energia parassita per il campo di contenimento.

Nelle ipotesi che il flusso del plasma non sia vorticoso, non vi siano dispersioni (pareti fredde e irraggiamento), in approssimazione MHD l'intero processo è suscettibile di una descrizione qualitativa abbastanza dettagliata. In sostanza si possono distinguere tre stadi. Nel primo stadio il gas viene ionizzato. Nel secondo stadio si ha una conversione di energia magnetica in energia termica, eventualmente passando attraverso uno stato a alta energia cinetica secondo lo schema

$$\frac{H^2}{4\pi\rho} \begin{matrix} \nearrow \frac{v^2}{2} \\ \longrightarrow \int \frac{d\rho}{\rho} \end{matrix}$$

In questo stadio la densità e la temperatura sono tali da permettere la fusione. Nel terzo stadio il plasma si dilata e si ha una nuova conversione di energia da termica a cinetica o magnetica.

E' chiaro che, anche se in linea di principio la vita media del pinch sarebbe infinitamente lunga, dal punto di vista dei criteri di Lawson, il tempo di confinamento va identificato con il tempo medio di transito del pinch dopo la compressione, cioè con la vita media del secondo stadio.

Ad ogni modo, i vari parametri (geometria degli elettrodi, intensità e durata della scarica, etc.) possono essere scelti in modo tale che il tempo di transito nella regione focale sia sufficiente a dare una resa positiva in energia (tipicamente, per una miscela D-T occorrono correnti di scarica di qualche milione di Ampères e un diametro della regione focale di 1 mm circa).

2.2. L'integrale di Bernoulli e sue implicazioni

Si consideri un pinch non cilindrico, ma dotato di simmetria assiale, e si supponga che nell'apparato vi sia un plasma ideale a una sola componente, di avere cioè una perfetta equiripartizione dell'energia. Si supponga inoltre che il flusso del plasma sia stazionario e che il campo magnetico sia essenzialmente azimutale ($H_\varphi \gg H_z \approx 0$).

Allo scopo si isoli un sottile canale di plasma, caratterizzato da un certo raggio medio r e da un diametro f (fig.1).

Se si indica con ρ e con v la densità e la velocità del plasma rispettivamente, e si conviene che le quantità con indice si riferiscano a una qualche sezione iniziale, possiamo scrivere l'equazione di

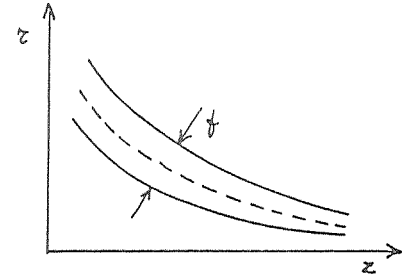


figura 1

continuità, la condizione di flusso isomagnetico e l'equazione di Bernoulli come:

$$\rho r v f = \rho_0 r_0 v_0 f_0 = \text{cost.},$$

$$\frac{H}{\rho r} = \frac{H_0}{\rho_0 r_0} = \chi = \text{cost.},$$

$$w(\rho) + \frac{v^2}{2} + \frac{H^2}{4\pi\rho} = w(\rho_0) + \frac{v_0^2}{2} + \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} = U = \text{cost.}, \quad (1)$$

avendo posto

$$w(\rho) = \int \frac{d\rho}{\rho}$$

l'entalpia del sistema.

Nel caso di un plasma politropico, ($p \rho^{-\gamma} = \text{cost.}$) si ha:

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma,$$

$$w(\rho) = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} \frac{\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1}}{\gamma-1} = \frac{c_{T0}^2}{\gamma-1} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1} = \frac{\kappa}{M} \frac{\gamma}{\gamma-1} T, \quad (2)$$

con κ costante di Boltzmann, M massa dello ione, c_{T0} velocità del suono e avendo indicato con T la temperatura in gradi Kelvin. E' quindi possibile calcolare i massimi valori della densità e della temperatura ottenibili con questo modello. Dalla (1) e dalla (2) si ricava che la massima densità è raggiunta quando $v^2/2 \approx H^2/4\pi\rho \approx 0$ e quindi $w(\rho_{max}) \approx U$. Se allora inizialmente è

$$\frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \gg \frac{v_0^2}{2} + w(\rho_0) = \frac{v_0^2}{2} + \frac{c_{T0}^2}{\gamma-1},$$

si ha $w(\rho_{max}) \approx H_0^2/4\pi\rho_0$, e quindi

$$\rho_{max} \approx \rho_0 \left(\frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \frac{\gamma-1}{c_{T0}^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (3a)$$

$$T_{max} \approx \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \frac{M}{\kappa}. \quad (3b)$$

Nel caso della compressione adiabatica dell'idrogeno ($\gamma = 5/3$) e assumendo come valori tipici

$$\frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}} = 10^8 \text{ cm/sec}, \quad c_{T0} = 10^6 \text{ cm/sec},$$

dalle (3) si ricava:

$$T_{max} \approx 5 \text{ KeV}, \quad \frac{\rho_{max}}{\rho_0} \approx 5.5 \times 10^5.$$

E' importante notare che dalla (3a), con $\gamma = 5/3$, risulta $\rho_{max} \sim \left(\frac{1}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}$; cioè il valore della densità massima aumenta al diminuire della densità iniziale.

Informazioni più dettagliate sull'andamento locale del flusso di plasma fra due elettrodi di data forma possono essere ottenute, con una semplice estensione, senza fare ipotesi troppo restrittive. Allo scopo è sufficiente aggiungere alle ipotesi già fatte la condizione

$$v_z^2 \ll v_z^2,$$

cioè basta imporre che il plasma fluisca essenzialmente lungo l'asse z (cioè, d'altra parte, deriva anche dalla geometria scelta). Si può allora dimostrare (vedi [5] pag.340 e segg.) che il problema del flusso di un plasma ideale in un campo magnetico azimutale è riconducibile alle quadrature. Per questo si introduce una funzione di corrente, Ψ , definita da:

$$\rho v_z = -\frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad \rho v_r = \frac{\partial \Psi}{\partial r}.$$

Le linee di corrente, che in questo caso coincidono con le traiettorie delle particelle del fluido, sono individuate dalla

equazione $\psi = \text{cost.}$. E' poi chiaro che, se è vero che nel flusso di un plasma ideale il valore dell'integrale di Bernoulli è costante lungo ogni traiettoria, non è detto che il valore di tale integrale sia uguale per tutte le traiettorie. In altri termini si avrà:

$$U = U(\psi).$$

In definitiva, le caratteristiche del plasma possono essere descritte dal seguente sistema integrale:

$$w(\rho) + \frac{x^2}{4\pi} \rho z^2 = I(z), \tag{4a}$$

$$\int_0^\psi \frac{d\psi}{\sqrt{U(\psi) - I(z)}} = \sqrt{2} \int_{d(z)}^z \rho z d\tau, \tag{4b}$$

con $I(z)$ funzione arbitraria di z , e $d(z)$ raggio dell'elettrodo interno. In generale si possono dare soluzioni numeriche del sistema (4) e, in alcuni casi particolari, anche soluzioni analitiche.

Con riferimento al caso in questione, definendo

$$m = \frac{c_{T0}^2}{H_0^2 / 4\pi \rho_0}$$

$$I(z) = \left(1 + \frac{m}{\gamma - 1}\right) \frac{H_0^2}{4\pi \rho_0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 = \left(1 + \frac{m}{\gamma - 1}\right) \frac{H_0^2}{4\pi \rho_0} \eta(z),$$

la (4a) può essere scritta come

$$\frac{m}{\gamma - 1} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma - 1} + \frac{\rho}{\rho_0} \frac{z^2}{z_0^2} = \left(1 + \frac{m}{\gamma - 1}\right) \eta(z). \tag{5}$$

La precedente equazione può essere risolta rispetto alla variabile ρ/ρ_0 e successivamente, dalla (4b), ottenere la ψ e quindi le velocità delle particelle del fluido nonché le linee di corrente. In pratica l'andamento del flusso è determinato da $d(z)$ e da $\eta(z)$, cioè dalla forma dell'elettrodo interno e dal modo di compressione. Il calcolo mostra come effettivamente funzioni diverse per $\eta(z)$ diano valori sensibilmente diversi per quanto riguarda la massima compressione.

3. Risultati numerici

Nel presente lavoro si è affrontato il problema di risolvere l'equazione (5) rispetto alla variabile adimensionale ρ/ρ_0 , per vari valori di r e di z , assumendo $\gamma = 5/3$ e $\eta(z) = 1 - z/L$, dove L è una lunghezza arbitraria (vedi [6] pag.1586). Con ciò l'equazione assume la forma

$$\frac{3m}{2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{5}{2}} + \frac{z^2}{z_0^2} \frac{\rho}{\rho_0} - \left(1 + \frac{3m}{2} \right) \left(1 - \frac{z}{L} \right) = 0. \quad (6)$$

Sono stati scelti cinque modi di dipendenza di r da z ($r \sim 1/\sqrt{z}$, $r \sim 1/z$, $r \sim 1/z^2$, $r \sim 1/z^4$, $r \sim 1 - z/A$ dove A è un opportuno parametro) e per ognuno di essi quattro valori di z_0 (12, 10, 8, 6 cm). Sono stati esaminati separatamente i tre casi $L = 30, 50, 70$ cm. In ogni caso la (6) è stata risolta per ogni valore di z dato da $z_i = i \Delta z$ ($i = 0, 1, \dots, L/\Delta z$). Allo scopo si è impiegato il metodo di Newton-Raphson utilizzando, per ogni z_i , come approssimazione iniziale il valore di ρ/ρ_0 trovato come soluzione in corrispondenza dell'ascissa z_{i-1} . Tuttavia, a causa del suo elevato ordine di convergenza, il metodo di Newton-Raphson in prossimità di alcuni punti particolari quali, ad esempio, quelli di massima compressione, può presentare qualche fenomeno di instabilità numerica; perciò, in alternativa, in caso di mancata convergenza, viene utilizzato il metodo iterativo delle sostitu-

zioni, più lento ma meno critico. Per entrambe i metodi è previsto l'arresto del calcolo quando la differenza fra due iterazioni successive è, in valore assoluto, minore di 0.1. Nel caso di mancato funzionamento anche del secondo metodo, viene ripristinato il valore precedente della variabile e il valore di z incrementato di un passo. Con il valore $\Delta z = 0.01$ cm tale evenienza non si è mai presentata.

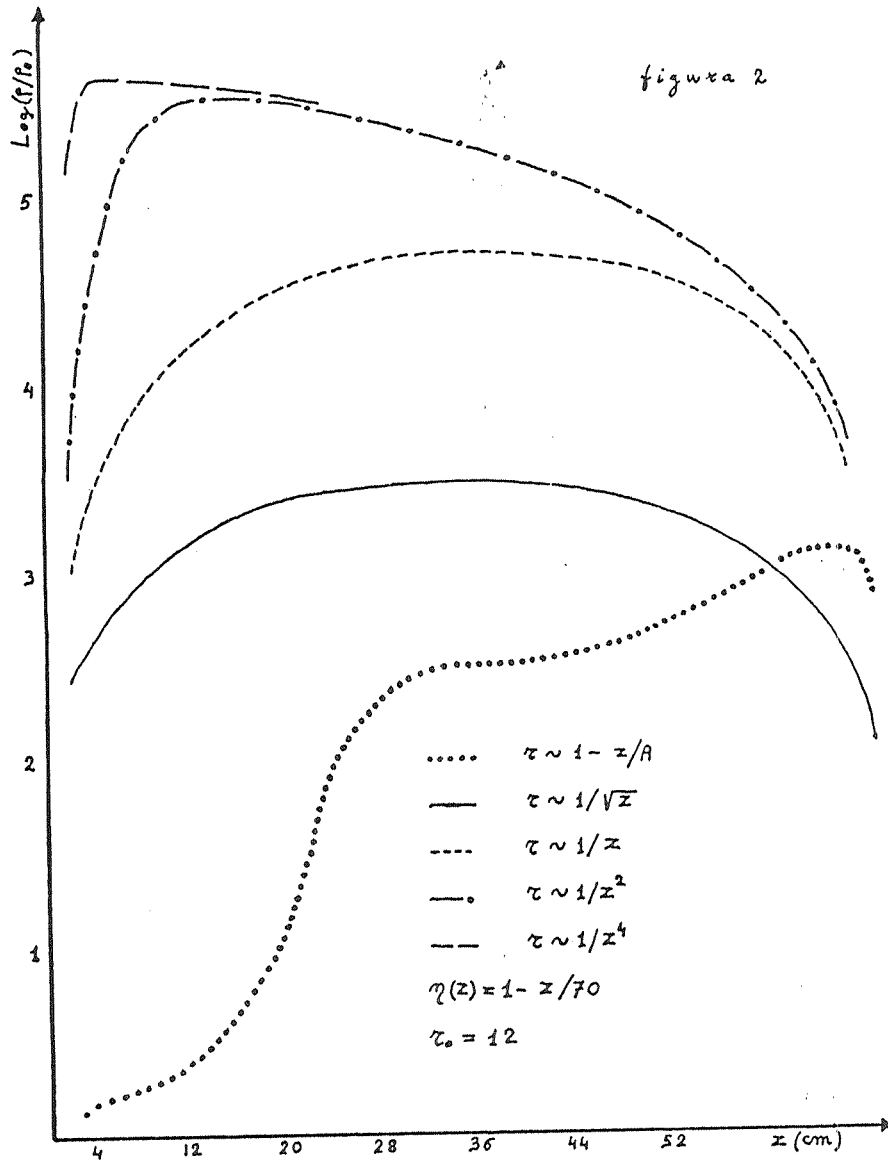
La struttura del programma di calcolo è semplice.

La prima istruzione del programma principale chiama il sottoprogramma READER che legge tutti i dati di ingresso per i vari blocchi COMMON. L'equazione (6) viene risolta dal sottoprogramma NEWTON e, in sua alternativa, dal sottoprogramma ITERAZ. La funzione RDZ calcola, per i vari casi, la dipendenza di r da z . In uscita il programma stampa il valore della soluzione della (6) ogni numero di passi prefissabile ad arbitrio (parametro NSKIPT) e i corrispondenti valori di r e di z .

In appendice è riportata la lista completa del programma e il relativo output, dove, per ragioni di comodità, i risultati sono stampati ogni 200 passi di Δz , cioè ogni 2 cm. In figura 2 sono riportati in grafico i valori di $\text{Log}(\rho/\rho_0)$ relativi al caso che consente i più elevati rapporti di compressione ($L = 70$ cm, $r_0 = 12$ cm), per tutte le cinque geometrie.

Se ne possono trarre le seguenti conclusioni:

- a parità di altri parametri, il rapporto di compressione cresce all'aumentare della lunghezza del canale;
- la fase di compressione è sempre seguita da una fase in cui il plasma tende a dilatarsi;
- all'aumentare della rapidità con cui varia la pendenza del canale



si ha un aumento del massimo valore del rapporto di compressione, uno spostamento di questo verso ascisse minori, una diminuzione della stazionarietà intorno al massimo (°);
 - fa eccezione il caso del cono che mostra un modesto valore di picco del massimo di compressione, però con un sensibile pianerottolo in corrispondenza della zona centrale notevolmente indipendente dalla lunghezza del canale.

E' da rilevare come il massimo valore del rapporto di compressione, ricavato dal calcolo, è in accordo con quanto deducibile analiticamente (pag.9), mentre non altrettanto prevedibile risulta l'andamento dettagliato della compressione lungo i canali di varia forma.

(°) Dal grafico di figura 2 appare chiaro che l'aumento del massimo di compressione con la rapidità con cui varia la pendenza del canale è asintotico; d'altra parte la corrispondente diminuzione di stazionarietà indica come non sia possibile aumentare indefinitamente la pendenza senza perdere le caratteristiche di adiabaticità del processo.

Bibliografia

- [1] K.V.ROBERTS: Numerical Calculations in plasma physics, International Summer School on Plasma Physics, Varenna, Italy, sept. 26/oct. 9, 1971.
- [2] R.L.MORSE: Multidimensional Plasma Simulation by the Particle-In-Cell Method, Methods in Computational Physics, vol.9, Plasma Physics, B.Alder-S.Fernbach-M.Rotenberg ed., Academic Press, 1970.
- [3] F.HOFMANN: Generalized one dimensional magnetohydrodynamic computer code for partially ionized hydrogen or helium plasmas, Centre de recherches en physique des plasmas, LRP 46/71, Lausanne, 1971.
- [4] K.V.ROBERTS, D.E.POTTER: Magnetohydrodynamic Calculations, vedi [2] pagg. 339-420.
- [5] A.I.MOROZOV, L.S.SOLOV'EV: Axially symmetric and steady-state plasma flow across an azimuthal magnetic field, Soviet Physics-Technical Physics, 9, 337 (1964).
- [6] A.I.MOROZOV: Stationary plasma flow with compression, Soviet Physics-Technical Physics, 12, 1580 (1968).
- [7] A.A.NEWTON: Fusion reactors and plasma flow, B.N.E.S. Nuclear Fusion Reactor Conference, Culham, sept. 1969, Paper 2.6.
- [8] L.A.ARTSIMOVICH: Thermonuclear research in the USSR, Fourth United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 6-16 sept. 1971, A/CONF.49/P/441.

Appendice

```

C---- STANDARD MOROZOVA CODE STATEMENTS -----
0001      PFLA,LETA,LCONO
0002      PFLA,M
0003      COMMON
          1/GEOM/ROMIN,ROMAX,ZMAX,RK,LETA,LCONO,RCONO
          2 /PHYS/C TO,HO,ROO,GAMMA,M
          3 /PASS/DELTAZ,DELTAZ
          4 /CONT/NITFPA,NNEWTO
          5 /NSKIP/NSKIPT
          6 /RFLDEN/RFLDEN
          7 /LFORM/NFORM(N),IFORM
C---- END OF STANDARD MOROZOVA CODE STATEMENTS ----
C
C
0004      CALL READER
0005      NCASE = NFORM(1)
0006      NITFPA = 0
0007      NNEWTO = 0
0008      IETA = 1
0009      1000 CONTINUE
0010      IF(IETA.NE.1)      CALL RFADEZ
0011      DO 2000 I = 1,NCASE
0012      IFORM = NFORM(I+1)
C
C
0013      1 RZERO = ROMAX
0014      2 Z = 0.
0015      N = 0
0016      RFLDEN = 1.
0017      WRITE(6,100) RZERO,IFORM
0018      100 FORMAT(20X,10(1H*),3X,0H RZERO #,F5.2,3X,0H IFORM #,13,3X,10(1H*),
          1//)
C
0019      10 R = RDZ(RZERO,Z)
0020      CALL NEWTON(RZERO,R,Z,ITER)
0021      NWRITE = MOD(N,NSKIPT)
0022      IF(NWRITE.NE.0) GO TO 200
0023      RFS = M/(GAMMA - 1.)*RFLDEN**GAMMA - 1.)
0024      RFS = RFS + RFLDEN**H/(RZERO*RZERO)
0025      RFS = RFS - (1. + M/(GAMMA - 1.))*ETA(Z)
0026      WRITE(6,101) Z,N,RFLDEN
0027      101 FORMAT(1X,4H 7 #,F6.2,3X,4H R #,F6.2,3X,0H RDZ/ROO #,F15.5)
0028      NITFPA = 0
0029      NNEWTO = 0
0030      200 Z = Z + DELTAZ
0031      N = N + 1
0032      IF(Z+.00001.LE.ZMAX)      GO TO 10
0033      WRITE(6,300)
0034      300 FORMAT(///)
0035      RZERO = RZERO - DELTAZ
0036      IF(RZERO.GE.ROMIN)      GO TO 2
0037      WRITE(6,102)
0038      102 FORMAT(1H1)
0039      2000 CONTINUE
0040      GO TO (30,40,50),IETA
0041      30 LEA = 50.
0042      ZMAX = 50.
0043      IETA = 2

```

FORTRAN IV G LEVEL 19

MAIN

DATE = 71321

03/14/04

```
0044          GO TO 1000
0045          40 LFTA = 70.
0046          ZMAX = 69.
0047          IFTA = 3
0048          GO TO 1000
0049          50 CONTINUE
0050          STOP
0051          END
```

FORTRAN IV G LEVEL 19

ETA

DATE = 71321

03/14/04

```
0001      FUNCTION ETA(Z)
      C---- STANDARD CDE STATEMENTS
0002      REAL LETA,LCONO
0003      COMMON
      C---- 1/GFOM/ROMIN,ROMAX,ZMAX,RK,LETA,LCONO,RCONO
      C---- END OF STANDARD CDE STATEMENTS ---
0004      ETA = 1. - Z/LETA
0005      RETURN
0006      END
```

```

0001      SUBROUTINE ITERAZ(R0,R,Z,ITER)
          CALCOLA LE RADICI DI POLINOMI CON IL METODO DELLE SOSTITUZIONI
          C----- STANDARD MOROZOV CODE STATEMENTS
0002      REAL LETA,LCONO
0003      REAL M
0004      COMMON
          1/GEOM/ROMIN,ROMAX,ZMAX,RK,LETA,LCONO,RCONO
          2 /PHYS/CTO,H0,RD0,GAMMA,M
          4 /CONT/NITERA,NNEWTO
          6 /RELRD/RELDEN
          7 /ELFORM/NFORM(B),IFORM
          C----- END OF STANDARD MOROZOV CODE STATEMENTS -----
0005      NITERA = NITERA + 1
0006      ITP = 0
0007      IF(RELDEN.GT.1.E8) GO TO 2
0008      C = RELDEN
0009      R1 = R/R0
0010      DO 1 I = 1,32
0011      DELTA1 = (M/(GAMMA-1.)) * (RELDEN**((GAMMA-1.)) * RELDEN*(R1**2) -
          1          (1.+M/(GAMMA-1.))*ETA(Z))
0012      DELTA = DELTA1/((1.+M)/2.)
0013      IF(ABS(DELTA) .LT. (1.E-1)) RETURN
0014      RELDEN = RELDEN - DELTA
0015      ITER = ITER + 1
0016      CONTINUE
0017      RELDEN = C
0018      WRITE(6,1000)
0019      1000 FORMAT(/1X,'ITERAZ NON CONVERGE, RIPRISTINATO RELDEN',/)
0020      RETURN
0021      RELDEN = 1.E8
0022      WRITE(6,1001)
0023      1001 FORMAT(///1X,20H MESSAGGIO DA ITERAZ,///1X,27HRELDEN POSTO UGUALE A
          11.E8,///)
0024      RETURN
0025      END

```



```

0001      SUBROUTINE NEWTON(R0,R,Z,ITER)
          CALCOLA LE RADICI DI POLINOMI CON IL METODO DI NEWTON
          C----- STANDARD MOROZOV CDE STATEMENTS
0002      REAL LETA,LCONO
0003      REAL N
0004      COMMON
          1/GEOM/ROMIN,ROMAX,ZMAX,RK,LETA,LCONO,RCONO
          2 /PHYS/CTO,H0,ROO,GAMMA,M
          4 /CONT/ITERA,NNEWTO
          6 /RELDN/RELDEN
          7 /RFORM/NFORM(R),IFORM
          C----- END OF STANDARD MOROZOV CDE STATEMENTS -----
0005      NNEWTO = NNEWTO + 1
0006      ITER = 0
0007      IF(PELDEN.GT.1.E8) GO TO 2
0008      C = RELDEN
0009      R1 = R/RO
0010      DO 1 I = 1,16
0011      DELTA1 = (M/(GAMMA-1.)) * (RELDEN**{(GAMMA-1.)) + RELDEN*(R1**2) -
          1          (1.+M/(GAMMA-1.))*ETA(Z)
0012      DELTA2 = M*(RELDEN**{(GAMMA-2.)) * R1**2
0013      DELTA = DELTA1/DELTA2
0014      IF(ABS(DELTA) .LT. (1.E-1)) RETURN
0015      RELDEN = RELDEN - DELTA
0016      ITER = ITER + 1
0017      CONTINUE
0018      RELDEN = C
0019      CALL ITERAZ(R0,R,Z,ITER)
0020      RETURN
0021      2 RELDEN = 1.E8
0022      WRITE(A,1001)
0023      1001 FORMAT(///1X,20H MESSAGGIO DA NEWTON,///1X,27HRELDEN POSTO UGUALE A
          11.E8,///)
0024      RETURN
0025      END

```

```

0001          FUNCTION RDZ(RZERO,Z)
      C
      C  CALCOLA IL VALORE DI P PER ASSEGNATO Z
      C  RZERO ED IL VALORE DI P PER Z=0
      C  IFORM REGOLA IL TIPO DI ANDAMENTO
      C
      C----- STANDARD MOROZOVA CODE STATEMENTS -----
0002          REAL LETA,LCONO
0003          COMMON
      C  1/GEOM/RMIN,RMAX,ZMAX,RK,LETA,LCONO,RCONO
      C  7 /ELFORM/NFORM(8),IFORM
0004          C----- END OF STANDARD MOROZOVA CODE STATEMENTS -----
      C  GO TO (100,200,300,400,500,550),IFORM
0005          C 100 CONTINUE
      C          GEOMETRIA 1/SORT(Z)
0006          RDZ = RK / SORT(Z+RK*(PZERO+RZERO))
0007          RETURN
0008          C 200 CONTINUE
      C          GEOMETRIA 1/Z
0009          RDZ = RK*RZERO/(RZERO+Z+RK)
0010          RETURN
0011          C 300 CONTINUE
      C          GEOMETRIA 1/ZQUADRO
0012          RDZ = RK/(Z + SORT(RK/RZERO))*2
0013          RETURN
0014          C 400 CONTINUE
      C          GEOMETRIA 1/Z**4
0015          RDZ = RK*RZERO/(SORT(SORT(RZERO))*Z + SORT(SORT(RK)))**4
0016          RETURN
0017          C 500 CONTINUE
      C          CONO
0018          IF(Z.GT.LCONO) GO TO 550
0019          RDZ = (RCONO-RZERO)*Z/LCONO + RZERO
0020          RETURN
0021          C 550 CONTINUE
0022          RDZ = RCONO*(LETA-Z)/(LETA-LCONO)
0023          RETURN
0024          END

```

```

0001 SUBROUTINE READER
      SUBROUTINE READER LEGGE I DATI DI INGRESSO PER VARI BLOCCHI COMMON
      C----- STANDARD MOROZOVA CODE STATEMENTS -----
0002 REAL LETA,LCONO
0003 REAL M
0004 COMMON
      1/GEOM/ROMIN,ROMAX,ZMAX,RK,LETA,LCONO,RCONO
      2/PHYS/CTO,HO,ROO,GAMMA,M
      3/PASS/DELTA,DELTAZ
      4/NSKIPT/NSKIPT
      5/RELRO/RELDEN
      7 /ELFORM/NFORM(A),IFORM
      C----- END OF STANDARD MOROZOVA CODE STATEMENTS -----
      C--- PRIMA ENTRATA
0005 READ(5,100) ROMIN,ROMAX,ZMAX,DELTA,DELTAZ,RK,LETA,LCONO
0006 100 FORMAT(9F10.5)
0007 READ(5,101) CTO,HO,ROO,GAMMA,M
0008 101 FORMAT(5E15.5)
0009 READ(5,102) NSKIPT
0010 102 FORMAT(I10)
0011 READ(5,103) NFORM
0012 103 FORMAT(I10)
      C----- ENTRATA PER LE CHIAMATE SUCCESSIVE
0013 ENTRY READE2
0014 WRITE (6,3000)
0015 RCONO = ETA(LCONO)
      C
0016 WRITE(6,1000)ROMAX,ROMIN
0017 1000 FORMAT(1X,'IL PARAMETRO PZERO VARIA DA ROMAX =',F4.2,'A ROMIN =',F
      16.7,/)
0018 WRITE(6,1002) LETA
0019 1002 FORMAT(1X,'MODUS COMPRIMENDI ETA = 1. - Z',F4.0,/)
0020 2001 WRITE(6,1003) ZMAX
0021 1003 FORMAT(1X,49H IL RAPPORTO RO/ROO VIENE CALCOLATO FINO A ZMAX #.F7.
      12.3H CM)
0022 WRITE (6,1004) CTO,HO,ROO,GAMMA,M
0023 1004 FORMAT(1X,20H CTO HO ROO GAMMA M .6E15.5)
0024 WRITE (6,1005) DELTA,DELTAZ
0025 1005 FORMAT(1X,34H RO VIENE INCREMENTATO DI DELTAZ #.F10.5,19H CM,E Z O
      11 DELTAZ #.F10.5,3H CM,/)
0026 IF(NSKIPT.EQ.1) WRITE (6,1006)
0027 IF(NSKIPT.NE.1) WRITE (6,1007) NSKIPT
0028 1006 FORMAT(1X,56H VENGONO STAMPATI I VALORI CALCOLATI PER OGNI PASSO D
      11 Z,/)
0029 1007 FORMAT(1X,41H I VALORI CALCOLATI VENGONO STAMPATI OGNI,14,14H PASS
      11 IN 7ETA,/)
0030 2 WRITE (6,2300)
0031 2300 FORMAT(5X,6(10H-----),/,5X,1HC,58X,1HC)
0032 WRITE (6,2500) NFORM(1)
0033 2500 FORMAT(5X,20HC VENGONO ESAMINATE,12,10H GEOMETRIE,27X,1HC,/,5X,1H
      16,58X,1HC)
0034 NCASE = NFORM(1)
0035 DO 20 I = 1,NCASE
0036 IFORM = NFORM(I+1)
0037 GO TO(2301,2302,2303,2304,2305),IFORM
0038 2301 WRITE(6,2401)
0039 GO TO 20
0040 2302 WRITE (6,2402)

```

FORTRAN IV G LEVEL 19

DEADEP

DATE = 71321

03/14/04

```
0041          GO TO 20
0042          2303 WRITE (6,2403)
0043          GO TO 20
0044          2304 WRITE (6,2404)
0045          GO TO 20
0046          2305 WRITE(A,2405)
0047          2401 FORMAT(5X,32HC IFORM # 1 IPERBOLE 1/SORTXZ<,27X,1HC,/,5X,1HC,5AX
           1,1HC)
0048          2402 FORMAT(5X,26HC IFORM # 2 IPERBOLE 1/Z,33X,1HC,/,5X,1HC,58X,1HC)
0049          2403 FORMAT(5X,32HC IFORM # 3 IPERBOLE 1/ZOUADRO,27X,1HC,/,5X,1HC,58X
           1,1HC)
0050          2404 FORMAT(5X,29HC IFORM # 4 IPERBOLE 1/Z**4,30X,1HC,/,5X,1HC,58X,1H
           1C)
0051          2405 FORMAT(5X,1I IFORM = 5 CONO),41X,1HI,/,5X,1H(,58X,1HI)
0052          20 CONTINUE
0053          2999 WRITE (6,2501)
0054          2501 FORMAT(5X,1HC,58X,1HC,/,5X,6(10H-----))
0055          WRITE (6,3000)
0056          3000 FORMAT (1H1)
0057          RETURN
0058          END
```

IL PARAMETRO RZERO VARIA DA ROMAX = 12.00A ROMIN = 6.00

MODUS COMPRIMENDI ETA = 1. - Z / 30.

IL RAPPORTO RO/ROO VIENE CALCOLATO FINO A ZMAX # 30.00 CM

CTO HO ROO GAMMA M 0.10000E 07 0.10000E 01 0.10000E 01 0.16667E 01 0.10000E-03
RO VIENE INCREMENTATO DI DELTA R # 2.00000 CM.E Z DI DELTA Z # 0.01000 CM

I VALORI CALCOLATI VENGONO STAMPATI OGNI 200 PASSI IN ZETA

```
-----  
S  
C VENGONO ESAMINATE 5 GEOMETRIE C  
C C C  
C IFORM # 1 IPERBOLE 1/SORTXZ C  
C C C  
C IFORM # 2 IPERBOLE 1/Z C  
C C C  
C IFORM # 3 IPERBOLE 1/ZQUADRO C  
C C C  
C IFORM # 4 IPERBOLE 1/Z*** C  
C C C  
I IFORM # 5 CONO I  
I I  
C C  
-----
```

***** RZERO #12.00 IFORM # 1 *****

Z #	0.0	R #	12.00	RO/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.71	RO/R00 #	0.26795E 03
Z #	4.00	R #	0.50	RO/R00 #	0.49470E 03
Z #	6.00	R #	0.41	RO/R00 #	0.60202E 03
Z #	8.00	R #	0.35	RO/R00 #	0.63035E 03
Z #	10.00	R #	0.32	RO/R00 #	0.74004E 03
Z #	12.00	R #	0.29	RO/R00 #	0.10114E 04
Z #	14.00	R #	0.27	RO/R00 #	0.10447E 04
Z #	16.00	R #	0.25	RO/R00 #	0.10403E 04
Z #	18.00	R #	0.24	RO/R00 #	0.99857E 03
Z #	20.00	R #	0.22	RO/R00 #	0.91977E 03
Z #	22.00	R #	0.21	RO/R00 #	0.80438E 03
Z #	23.99	R #	0.20	RO/R00 #	0.65296E 03
Z #	25.99	R #	0.20	RO/R00 #	0.46633E 03
Z #	27.99	R #	0.19	RO/R00 #	0.24611E 03
Z #	29.99	R #	0.18	RO/R00 #	0.69987E 00

***** RZERO #10.00 IFORM # 1 *****

Z #	0.0	R #	10.00	RO/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.71	RO/R00 #	0.18564E 03
Z #	4.00	R #	0.50	RO/R00 #	0.34461E 03
Z #	6.00	R #	0.41	RO/R00 #	0.47536E 03
Z #	8.00	R #	0.35	RO/R00 #	0.67912E 03
Z #	10.00	R #	0.32	RO/R00 #	0.65408E 03
Z #	12.00	R #	0.29	RO/R00 #	0.70640E 03
Z #	14.00	R #	0.27	RO/R00 #	0.73027E 03
Z #	16.00	R #	0.25	RO/R00 #	0.72782E 03
Z #	18.00	R #	0.24	RO/R00 #	0.69927E 03
Z #	20.00	R #	0.22	RO/R00 #	0.64481E 03
Z #	22.00	R #	0.21	RO/R00 #	0.56468E 03
Z #	23.99	R #	0.20	RO/R00 #	0.45917E 03
Z #	25.99	R #	0.20	RO/R00 #	0.32875E 03
Z #	27.99	R #	0.19	RO/R00 #	0.17432E 03
Z #	29.99	R #	0.18	RO/R00 #	0.54736E 00

***** RZERO # 8.00 IFORM # 1 *****

Z #	0.0	R #	8.00	RO/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.70	RO/R00 #	0.11994E 03
Z #	4.00	R #	0.50	RO/R00 #	0.22135E 03
Z #	6.00	R #	0.41	RO/R00 #	0.30541E 03
Z #	8.00	R #	0.35	RO/R00 #	0.37226E 03
Z #	10.00	R #	0.32	RO/R00 #	0.42177E 03
Z #	12.00	R #	0.29	RO/R00 #	0.45464E 03
Z #	14.00	R #	0.27	RO/R00 #	0.47026E 03
Z #	16.00	R #	0.25	RO/R00 #	0.46922E 03
Z #	18.00	R #	0.24	RO/R00 #	0.45113E 03
Z #	20.00	R #	0.22	RO/R00 #	0.41642E 03

Z # 22.00	P # 0.21	RO/ROO #	0.36513E 03
Z # 23.99	P # 0.20	RO/ROO #	0.29739E 03
Z # 25.99	R # 0.20	RO/ROO #	0.21343E 03
Z # 27.99	R # 0.19	RO/ROO #	0.11347E 03
Z # 29.99	R # 0.18	RO/ROO #	0.39324E 00

***** RZERO # 6.00 IFORM # 1 *****

Z # 0.0	R # 6.00	RO/ROO #	0.10000E 01
Z # 2.00	R # 0.70	RO/ROO #	0.67959E 02
Z # 4.00	R # 0.50	RO/ROO #	0.12514E 03
Z # 6.00	R # 0.41	RO/ROO #	0.17251E 03
Z # 8.00	R # 0.35	RO/ROO #	0.21042E 03
Z # 10.00	R # 0.32	RO/ROO #	0.23861E 03
Z # 12.00	R # 0.29	RO/ROO #	0.25714E 03
Z # 14.00	R # 0.27	RO/ROO #	0.26619E 03
Z # 16.00	R # 0.25	RO/ROO #	0.26573E 03
Z # 18.00	R # 0.24	RO/ROO #	0.25581E 03
Z # 20.00	R # 0.22	RO/ROO #	0.23628E 03
Z # 22.00	R # 0.21	RO/ROO #	0.20741E 03
Z # 23.99	R # 0.20	RO/ROO #	0.16918E 03
Z # 25.99	R # 0.20	RO/ROO #	0.12168E 03
Z # 27.99	R # 0.19	RO/ROO #	0.65069E 02
Z # 29.99	R # 0.18	RO/ROO #	0.24697E 00

***** RZERO #12.00 IFORM # 2 *****

Z #	0.0	R #	12.00	RO/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.44	RO/R00 #	0.57488E 03
Z #	4.00	R #	0.24	RO/R00 #	0.20234E 04
Z #	6.00	R #	0.16	RO/R00 #	0.40400E 04
Z #	8.00	R #	0.12	RO/R00 #	0.64132E 04
Z #	10.00	R #	0.10	RO/R00 #	0.88236E 04
Z #	12.00	R #	0.08	RO/R00 #	0.11051E 05
Z #	14.00	R #	0.07	RO/R00 #	0.12840E 05
Z #	16.00	R #	0.06	RO/R00 #	0.14121E 05
Z #	18.00	R #	0.06	RO/R00 #	0.14616E 05
Z #	20.00	R #	0.05	RO/R00 #	0.14245E 05
Z #	22.00	R #	0.05	RO/R00 #	0.12931E 05
Z #	23.99	R #	0.04	RO/R00 #	0.10652E 05
Z #	25.99	R #	0.04	RO/R00 #	0.74678E 04
Z #	27.99	R #	0.04	RO/R00 #	0.35989E 04
Z #	29.99	R #	0.03	RO/R00 #	0.24250E 01

***** RZERO #10.00 IFORM # 2 *****

Z #	0.0	R #	10.00	RO/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.44	RO/R00 #	0.40799E 03
Z #	4.00	R #	0.24	RO/R00 #	0.14250E 04
Z #	6.00	R #	0.16	RO/R00 #	0.28444E 04
Z #	8.00	R #	0.12	RO/R00 #	0.44118E 04
Z #	10.00	R #	0.10	RO/R00 #	0.62802E 04
Z #	12.00	R #	0.08	RO/R00 #	0.79132E 04
Z #	14.00	R #	0.07	RO/R00 #	0.92866E 04
Z #	16.00	R #	0.06	RO/R00 #	0.10262E 05
Z #	18.00	R #	0.06	RO/R00 #	0.10717E 05
Z #	20.00	R #	0.05	RO/R00 #	0.10554E 05
Z #	22.00	R #	0.05	RO/R00 #	0.94979E 04
Z #	23.99	R #	0.04	RO/R00 #	0.81084E 04
Z #	25.99	R #	0.04	RO/R00 #	0.57983E 04
Z #	27.99	R #	0.04	RO/R00 #	0.28838E 04
Z #	29.99	R #	0.03	RO/R00 #	0.23371E 01

***** RZERO # 8.00 IFORM # 2 *****

Z #	0.0	R #	8.00	RO/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.47	RO/R00 #	0.26795E 03
Z #	4.00	R #	0.24	RO/R00 #	0.92831E 03
Z #	6.00	R #	0.16	RO/R00 #	0.18663E 04
Z #	8.00	R #	0.12	RO/R00 #	0.29674E 04
Z #	10.00	R #	0.10	RO/R00 #	0.41213E 04
Z #	12.00	R #	0.08	RO/R00 #	0.52211E 04
Z #	14.00	R #	0.07	RO/R00 #	0.61664E 04
Z #	16.00	R #	0.05	RO/R00 #	0.68650E 04
Z #	18.00	R #	0.06	RO/R00 #	0.72317E 04
Z #	20.00	R #	0.05	RO/R00 #	0.71933E 04

Z # 22.00	R # 0.05	RD/RD0 #	0.66892E 04
Z # 23.99	R # 0.04	RD/RD0 #	0.66771E 04
Z # 25.99	R # 0.04	RD/RD0 #	0.41425E 04
Z # 27.99	R # 0.04	RD/RD0 #	0.21301E 04
Z # 29.99	R # 0.03	RD/RD0 #	0.21904E 01

***** RZERO # 6.00 IFORM # 2 *****

Z # 0.0	R # 6.00	RD/RD0 #	0.10000E 01
Z # 2.00	R # 0.44	RD/RD0 #	0.15701E 03
Z # 4.00	R # 0.24	RD/RD0 #	0.53551E 03
Z # 6.00	R # 0.14	RD/RD0 #	0.10737E 04
Z # 8.00	R # 0.12	RD/RD0 #	0.17093E 04
Z # 10.00	R # 0.10	RD/RD0 #	0.23813E 04
Z # 12.00	R # 0.08	RD/RD0 #	0.30302E 04
Z # 14.00	R # 0.07	RD/RD0 #	0.35991E 04
Z # 16.00	R # 0.06	RD/RD0 #	0.40337E 04
Z # 18.00	R # 0.05	RD/RD0 #	0.42829E 04
Z # 20.00	R # 0.05	RD/RD0 #	0.43005E 04
Z # 22.00	R # 0.05	RD/RD0 #	0.40451E 04
Z # 23.99	R # 0.04	RD/RD0 #	0.34832E 04
Z # 25.99	R # 0.04	RD/RD0 #	0.25932E 04
Z # 27.99	R # 0.04	RD/RD0 #	0.13799E 04
Z # 29.99	R # 0.03	RD/RD0 #	0.19307E 01

***** RZERO #12.00 IFORM # 3 *****

Z #	0.0	R #	12.00	RD/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.17	RD/R00 #	0.35497E 04
Z #	4.00	R #	0.05	RD/R00 #	0.34478E 05
Z #	6.00	R #	0.03	RD/R00 #	0.10499E 06
Z #	8.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.17704E 06
Z #	10.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.21274E 06
Z #	12.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.21319E 06
Z #	14.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.19318E 06
Z #	16.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.16461E 06
Z #	18.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.13352E 06
Z #	20.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.10285E 06
Z #	22.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.74159E 05
Z #	23.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.48412E 05
Z #	25.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26458E 05
Z #	27.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.94043E 04
Z #	29.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26443E 04

***** RZERO #10.00 IFORM # 3 *****

Z #	0.0	R #	10.00	RD/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.19	RD/R00 #	0.26047E 04
Z #	4.00	R #	0.05	RD/R00 #	0.25561E 05
Z #	6.00	R #	0.03	RD/R00 #	0.02197E 05
Z #	8.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.14907E 06
Z #	10.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.19124E 06
Z #	12.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.20009E 06
Z #	14.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.18620E 06
Z #	16.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.16107E 06
Z #	18.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.13177E 06
Z #	20.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.10202E 06
Z #	22.00	R #	0.00	RD/P00 #	0.73785E 05
Z #	23.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.48261E 05
Z #	25.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26409E 05
Z #	27.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.93950E 04
Z #	29.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26442E 04

***** RZERO # 8.00 IFORM # 3 *****

Z #	0.0	R #	8.00	RD/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.18	RD/R00 #	0.17894E 04
Z #	4.00	R #	0.05	RD/R00 #	0.17592E 05
Z #	6.00	R #	0.02	RD/R00 #	0.59572E 05
Z #	8.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.11683E 06
Z #	10.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.16222E 06
Z #	12.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.18046E 06
Z #	14.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.17494E 06
Z #	16.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.15504E 06
Z #	18.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.12872E 06
Z #	20.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.10054E 06

Z #	22.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.73114E 05
Z #	23.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.47987E 05
Z #	25.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26319E 05
Z #	27.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.93779E 04
Z #	29.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26440E 01

***** RZERO # 4.00 [FORM # 3 *****

Z #	0.0	R #	5.00	RD/R00 #	0.10000E 01
Z #	2.00	R #	0.17	RD/R00 #	0.11107E 04
Z #	4.00	R #	0.05	RD/R00 #	0.10786E 05
Z #	6.00	R #	0.02	RD/R00 #	0.36232E 05
Z #	8.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.81304E 05
Z #	10.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.12405E 06
Z #	12.00	R #	0.01	RD/R00 #	0.15027E 06
Z #	14.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.15528E 06
Z #	16.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.14377E 06
Z #	18.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.12272E 06
Z #	20.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.97550E 05
Z #	22.00	R #	0.00	RD/R00 #	0.71726E 05
Z #	23.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.47414E 05
Z #	25.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26129E 05
Z #	27.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.93417E 04
Z #	29.99	R #	0.00	RD/R00 #	0.26435E 01