INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMISOARA

FACULTATEA DE CONSTRUCTII

Ing. GAVRIL TURZO

CONTRIBUTII LA STUDIUL MISCARII FLUIDELOR REALE INCOMPRESIBILE IN REGIM TURBULENT PRIN SEMIDIFUZOARE PLANE

T E Z A

pentru obţinerea titlului de

DOCTOR INGINER

Conducător ştiinţific

Prof.em.ing. VICTOR GHEORGHIU

- 1978 -

P R E F A T A

Difuzoarele, definite ca domenii în care sensul mişcării coincide cu sensul creşterii secţiunii, sînt elemente constructive des întîlnite în construcţia de turbomaşini şi motoare reactive, în construcţii hidrotehnice, instalaţii de transport fluide ş.a.

Intrucît trecerea fluidelor prin domenii de tip difuzor este însoţită de pierderi energetice însemnate, studiul lor constituie o problemă de stringentă actualitate şi din punct de vedere energetic.

Directivele Congresului al XI-lea al PCR, Programul privind măsurile suplimentare de dezvoltare economico-socială a României pînă în 1980, adoptat de către Conferinţa Naţională a PCR din 7/9 decembrie 1977, accentuează sarcinile din domeniul cercetării ştiinţifice şi dezvoltării tehnologice, al asimilării de produse şi tehnologii noi, al valorificării superioare a resurselor energetice, prevăzînd o severă economie de energie termică, hidraulică, pneumatică etc., ridicarea randamentelor maşinilor, agregatelor, instalaţiilor şi utilajelor.

In acest sens, în spiritul tradiţiilor şcolii româneşti de mecanica fluidelor, lucrarea de faţă reprezintă o modestă contribuţie în domeniul cercetării ştiinţifice teoretice şi aplicate.

Domeniile de mişcare tip difuzor prezintă o mare varietate constructivă, iar studiul lor unitar cu modele fizico-matematice existente este dificil, în special în cazul mişcării turbulente.

In cadrul lucrării a fost abordat studiul mişcării fluidelor reale incompresibile în regim turbulent prin semidifuzoare plane, definite prin următoarele proprietăţi: mişcarea fluidului este planparalelă şi vectorul viteză îşi păstrează direcţia pe una dintre graniţele domeniului fluid.

Pornind de la ipoteza că diferenţele între cîmpurile de viteză ale fluidului ideal şi ale fluidului real în regim turbulent, cu excepţia stratului limită, sînt neglijabile, în cadrul capitolelor II, III, IV; V se construieşte un model al mişcării fluidului ideal incompresibil prin semidifuzoare plane.

In cadrul capitolelor VI, VII; VIII prin analiza fenomenologică şi confruntare cu datele experimentale se separă şi se stabilesc modelele matematice pentru funcţiile de pierderi energetice, în ipoteza fluidului real incompresibil, mişcare turbulentă.

In cadrul capitolului IX se calculează coeficienţii de pierderi ζ pentru semidifuzoare plane, obţinîndu-se astfel date nesemnalate încă în literatura de specialitate.

In cadrul capitolului X se prezintă instalaţia experimentală, respectiv rezultatele încercărilor experimentale.

Capitolul XI prezintă concluziile cele mai importante şi contribuţiile originale.

Autorul mulţumeşte pe această cale conducătorului ştiinţific, profesorului emerit inginer Victor Gheorghiu pentru îndrumarea şi sprijinul acordat, de asemenea tuturor acelora care l-au sprijinit într-o formă sau alta în realizarea tezei.

LISTA PRINCIPALELOR SIMBOLURI SI NOTATII FOLOSITE IN LUCRARE

A1 - lăţimea conductei la intrarea în semidifuzor, [m] ;
A2 - lăţimea conductei la ieşirea din semidifuzor, [m] ;
B - înălţimea semidifuzorului, [m] ;
LG - lungimea geometrică a semidifuzorului, [m] ;
LH - lungimea hidraulică a semidifuzorului, [m] ;
Z - coordonata complexă;
X,Y - coordonate carteziene;
$H = \frac{A1}{A2}$ - lăţimea adimensională la intrarea în semidifuzor;
VM1 - viteza medie la intrarea în semidifuzor, [m/s] ;
VM2 - viteza medie la ieşirea din semidifuzor, [m/s] ;
Q - debitul volumetric, [m^3/s] ;
V(K,N) - viteza adimensională, raportată la viteza de la intrare;
VX(K,N), VY(K,N) - componentele vitezei adimensionale;
FI(N) - lungimea adimensională a liniei echipotenţiale;
DPSIC(N), DPSID(N) - lungimile adimensionale ale liniilor de curent;
DS(N) - arii adimensionale;
Q1, Q2 - exponenţi ale funcţiei de distribuţie tip Pearson I;
Γ , GA - circulaţia adimensională a vitezei;
VG(N) - viteza adimensională pe graniţa domeniului fluid;
S(K,N)- coordonata curbilinie adimensională;
S - aria zonei rotaţionale;
p,P - presiunea, [N/m^2] ;
ρ,RO - densitatea fluidului, [Kg/m^3] ;
DPF, DPF1, DPF2 - funcţii de presiune tip frecare cilindrică, [N/m^2];
τ - tensiunea tangenţială, [N/m^2] ;
λ ,CPL- coeficientul pierderilor liniare;
K,R - rugozitatea absolută, [m];
Dh, DH- diametrul hidraulic, [m] ;
Re,RE - numărul lui Reynolds;
DPD - funcţia de presiune tip divergenţă, [N/m^2] ;
CPD - coeficient de presiune tip divergenţă;
DPP - funcţia de presiune tip Pearson, [N/m^2] ;
CPP - coeficient de presiune tip Pearson;

Q_R - debitul zonei rotaţionale, $[m^2/s]$;

DPR - funcţia de presiune tip rotaţional, $[N/m^2]$;

CPR - coeficientul de presiune tip rotaţional;

H - sarcina rotorului, $[m]$;

ω - viteza unghiulară, $[s^{-1}]$;

Ω - rotorul vectorului de viteză, $[s^{-1}]$;

CC, CD, CKC, CKD - coeficienţi de corecţie pentru viteză;

ζ_{sd} - coeficientul de rezistenţă hidraulică totală al difuzorului;

ζ_{fr} - coeficientul de rezistenţă hidraulică al difuzorului, datorită frecării;

ζ_{dest} - coeficientul de rezistenţa hidraulică al difuzorului, datorită destinderii;

α - unghiul de înclinare, [grade] ;

ε_p - diferenţa relativă între valorile teoretice şi experimentale ale presiunii, raportată la energia cinetică de la intrarea în semidifuzor;

CAPITOLUL I.

INTRODUCERE

1.1. Stadiul actual al studiului mişcării fluidelor reale incompresibile în difuzoare.

Primele lucrări legate de studiul difuzoarelor pot fi semnalate încă de la sfîrşitul secolului al XVIII-lea.

Cele mai vechi şi totodată demne de semnalat lucrări în acest domeniu au fost efectuate de către Venturi (1791), respectiv Eytelwein (1801).

Lucrările experimentale ale lui Francis (1863) şi Fliegner (1875) au avut ca obiect difuzoarele cu secţiune circulară. Fliegner pe baza experienţelor proprii a stabilit primele formule empirice pentru calculul pierderilor energetice ce au loc în difuzoare.

Pentru studiul mişcării fluidelor ideale în cazul difuzoarelor spaţiale se foloseşte în general teoria potenţialului rezultant prin suprapunerea unor mişcări simple date de o translaţie, surse, respectiv vîrtejuri distribuite de-a-lungul unor curbe [16] .

Mişcarea fluidelor ideale în difuzoare plane este o problemă tip Dirichlet, care de obicei se rezolvă cu ajutorul funcţiilor analitice [22],[30].

Mişcarea fluidelor reale în regimul de curgere laminar este guvernată de ecuaţia lui Navier - Stokes. Rezolvarea acestei ecuaţii în cazul curgerii unui fluid vîscos între doi pereţi divergenţi (difusor plan) este dată în lucrările [41],[45].

Avînd în vedere faptul că în majoritatea aplicaţiilor practice regimurile de curgere în difuzoare sînt turbulente, analiza fenomenelor în acest regim prezintă o importanţă deosebită, din care motiv majoritatea lucrărilor în acest domeniu se referă la acest regim de mişcare.

Mişcarea turbulentă este guvernată de ecuaţia lui Reynolds, a cărei aplicare prezintă dificultăţi din cauza necunoaşterii distribuţiei tensiunilor tangenţiale datorate turbulenţei. Ceea ce se cunoaşte relativ bine în acest domeniu sînt mişcările în conducte cilindrice sau între pereţi paraleli, respectiv cele legate de teoria jeturilor turbulente.

Chiar într-o problemă relativ simplă în aparență cum este curgerea unui jet turbulent în vecinătatea unui perete curb, rezultatele sînt în fază de cercetări experimentale [5] , [6] , [36] .

Intr-o lucrare relativ recentă [7] sînt date distribuțiile tensiunilor tangențiale datorate turbulenței, determinate experimental în cazul unor difuzoare, care încă nu sînt modelabile matematic.

Din motivele enumerate mai sus lucrările legate de studiul difuzoarelor în general au un caracter accentuat experimental.

Majoritatea lucrărilor în domeniul cercetării difuzoarelor descriu fenomenologic mișcarea, fără a o modela fizic și matematic.

In tratate clasice de mecanica fluidelor [2],[44],[49] se definesc noțiunile de randament ale difuzoarelor, respectiv de coeficient de pierderi energetic global.

In general sînt date în funcție de parametrii constructivi valorile coeficienților de pierderi energetici [33],[34],[35], respectiv variația randamentului [14],[45],[48], determinate experimental.

In unele lucrări [42],[47] sînt date variațiile coeficientului de presiune pe pereții difuzoarelor, iar lucrarea [33] prezintă pentru o gamă largă de difuzoare cîmpurile de viteze determinate experimental.

Avînd în vedere faptul că în aplicații practice majoritatea difuzoarelor sînt elemente componente ale unor mașini și instalații complexe, din care motiv în general nu este posibilă respectarea lungimii de liniștire în aval, deci realizarea cîmpului de viteză turbulent normal.

Din acest motiv în literatura de specialitate se găsesc foarte multe lucrări de acest gen, dintre care pot fi semnalate [3],[4],[8], care studiază atît teoretic, cît și experimental influența cîmpului de viteză de la ieșire din turbinele hidraulice asupra performanțelor tuburilor de aspirație, iar lucrările [12],[22],[23],[39] studiază experimental unele tipuri speciale de difuzoare, întîlnite în construcția ventilatoarelor, compresoarelor centrifugale și respectiv a turbinelor cu gaze.

Teoria jeturilor turbulente este domeniul cel mai vast devoltat atît experimental cît şi teoretic al mişcării turbulente. Datorită faptului că în cazul jeturilor în general mişcarea este de tip difuzor, într-o serie de lucrări, ca de exemplu [1],[11],[15],[31],[32],[46],[50] sînt prezentate studii legate de mişcări tip difuzor. De multe ori rezolvarea problemei nu se poate face numai cu teoria jeturilor turbulente, ci numai combinat cu modele de mişcări ale fluidului ideal. Aceste lucrări însă tratează numai acele cazuri cînd difuzorul este de tipul lărgire bruscă de secţiune.

Cercetări legate de studiul difuzoarelor în România au fost făcute în special la Institutul Politehnic "Traian Vuia" din Timişoara.

Lucrările [3],[4],[8],[9],[10] abordează studiul teoretic şi experimental ale tuburilor de aspiraţie, ţinînd cont de influenţa cîmpului de viteză la ieşire din turbinele hidraulice asupra performanţelor acestora.

Lucrările [16],[17],[18],[19],[20],[21] grupează studiile teoretice şi experimentale legate de ajutajele convergent - divergente folosite la ventilele de admisie ale turbinelor cu abur.

Lucrările [26],[27],[28],[29] studiază teoretic şi experimental ajutajele convergent - divergente (tip Venturi) avînd rolul de conducte de golire la baraje.

Semidifuzoarele plane sînt cele mai simple difuzoare din punct de vedere fenomenologic, datorită faptului că în cazul lor poziţia zonei mişcării rotaţionale rămîne fixă.

Studii sau cercetări experimentale legate de semidifuzoarele plane nu sînt semnalate în literatura de specialitate consultată.

1.2. Modelul fizic al mişcării fluidelor reale incompresibile prin semidifuzoare plane.

Un semidifuzor plan se defineşte prin următoarele proprietăţi:

a. mişcarea fluidului este plan paralelă;

b. vectorul viteză îşi păstrează direcţia pe una dintre graniţele domeniului fluid.

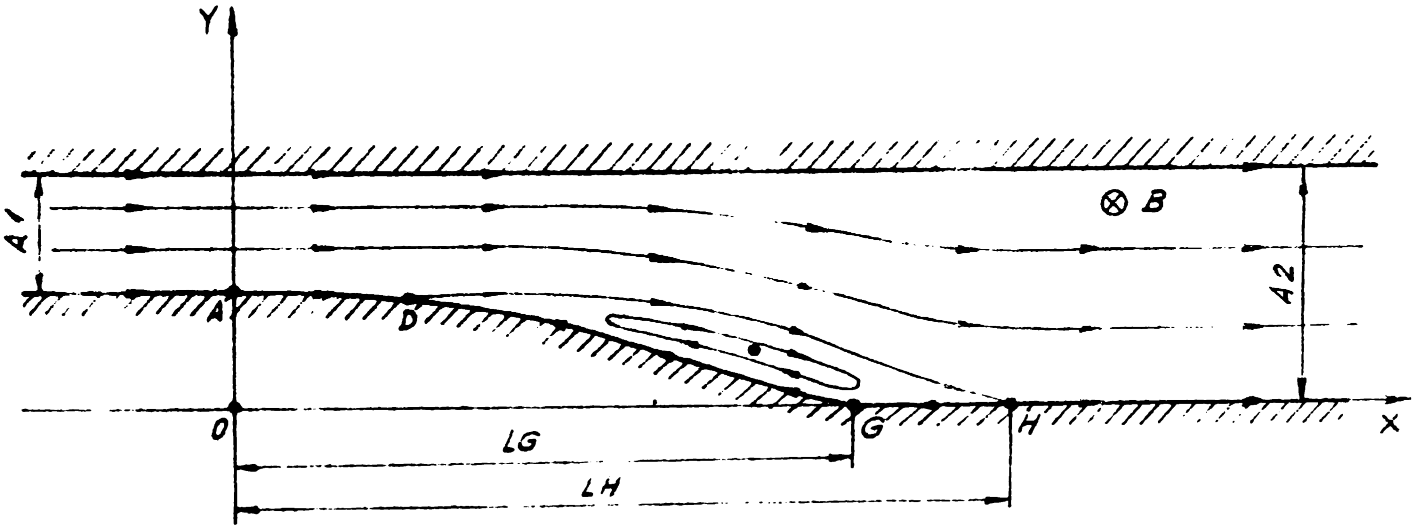


Fig.1.1

Notaţiile folosite în figura 1.1 au următoarele semnificaţii:

A1 - lăţimea conductei la intrarea în semidifuzor;

A2 - lăţimea conductei la ieşirea din semidifuzor;

B - înălţimea semidifuzorului;

LG - lungimea geometrică a semidifuzorului;

LH - lungimea hidraulică a semidifuzorului.

In cadrul lucrării a fost studiată mişcarea fluidelor reale incompresibile prin semidifuzoare plane în regimul de curgere turbulent. Rezolvarea problemei plecînd de la ecuaţia diferenţială a mişcării turbulente este dificilă, din cauza necunoaşterii legilor de distribuţie a tensiunilor tangenţiale.

Din acest motiv a fost adoptat următorul model fizic:

a. cîmpul de viteză în afara zonei rotaţionale coincide cu cîmpul de viteză al fluidului ideal în mişcarea plană irotaţională, iar în zona rotaţională mişcarea este indusă de curentul potenţial exterior, vitezele crescînd parabolic din centrul de greutate a zonei rotaţionale spre graniţă;

b. analizînd comparativ calculele teoretice şi rezultatele experimentale obţinute prin măsurarea presiunilor pe pereţii rigizi, se determină funcţiile de pierderi hidraulice în vederea obţinerii funcţiei reale de distribuţie a presiunii.

Din punct de vedere matematic, zona mişcării potenţiale este o fîşie infinită, lărgită local, iar zona mişcării rotaţionale este un triunghi curbiliniu.

Rezolvarea problemei mişcării potenţiale în fîşie infinită lărgită local, avînd în vedere faptul că o porţiune din graniţa domeniului poate să fie o curbă oarecare, se poate face prin două metode:

- Metoda directă care rezolvă problema în planul fizic şi care în final se reduce la un sistem de ecuaţii algebrice, soluţia fiind o matrice de valori numerice;
- Metoda indirectă, analitică, care, prin metoda transformărilor conforme aproximative, reduce rezolvarea problemei în semiplanul superior.

In cadrul lucrării a fost adoptată metoda analitică, folosind transformările Λ, prezentată în lucrarea [25] .

Pentru rezolvarea problemei mişcării în zona rotaţională există în literatură formulări şi metode numerice de rezolvare [1],[24],[31],[37], care se referă însă la domenii sau cazuri relativ simple.

In cadrul lucrării se încearcă, folosind metoda analitică, construirea unui model de mişcare în zona rotaţională.

Deşi metodele de calcul adoptate sînt metode analitice, avînd în vedere volumul mare de calcul, modelele matematice au fost transcrise în limbajul FORTRAN şi rulate pe calculatorul FELIX C-256.

Pentru programarea calculelor, ca bibliografie de bază a fost folosită lucrarea [40].

CAPITOLUL II

TRANSFORMAREA CONFORMA APROXIMATIVA A UNUI DOMENIU APROXIMATIV SEMIPLAN PE SEMIPLANUL SUPERIOR (METODA TRANSFORMARILOR Λ SUCCESIVE)

Metoda transformărilor Λ succesive este prezentată amănunţit în lucrarea [25].

In cele ce urmează se prezintă principiul de lucru şi formulele de calcul.

2.1. Transformarea conformă a unui domeniu semiplan cu o decupare sub forma unui segment de cerc pe semiplanul superior.

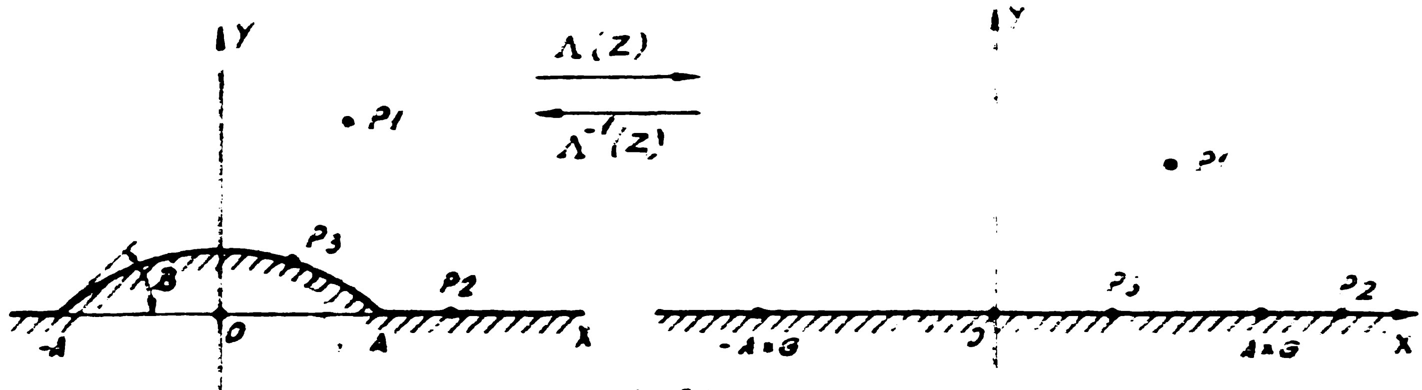


Fig. 2.1.

Introducînd notaţia: $G = \frac{\Pi}{\Pi - B}$, funcţia care realizează transformarea directă este:

$$\Lambda(Z): \qquad Z = A.G\,\frac{1+\left(\frac{Z-A}{Z+A}\right)^G}{1-\left(\frac{Z-A}{Z+A}\right)^G} \tag{2.1}$$

Separînd părţile reale şi cele imaginare, pentru cele trei tipuri de puncte P1, P2, P3 rezultă următoarele formule de calcul:

$$P1: \quad RO1 = \frac{(X+A)^2+Y^2}{4.A} \; ; \quad \left[\begin{array}{l} RO = \sqrt{1-\frac{X}{RO1}} \\ TE = ARCTG\left(\frac{Y}{2.RO1-X-A}\right) \end{array}\right. \; ;$$

$$\left[\begin{array}{l} S = 1-RO^G.COS(G.TE) \\ T = RO^G.SIN(G.TE) \end{array}\right. \; ; \quad GO = \frac{2.A.G}{S^2+T^2} \; ; \quad \left[\begin{array}{l} X = GO.S-A.G \\ Y = GO.T \end{array}\right.$$

P2: $RO=\left|\frac{X-A}{X+A}\right|$; $\begin{cases} X=A.G\,\frac{1+RO^G}{1-RO^G} \\ Y=0 \end{cases}$

P3: $RO1=\frac{(X+A)^2+Y^2}{4.A}$; $RO=\sqrt{1-\frac{X}{RO1}}$; $\begin{cases} X=A.G\,\frac{1-RO^G}{1+RO^G} \\ Y=0 \end{cases}$

Transformarea inversă va fi realizată de către funcţia:

$$\Lambda^{-1}(Z): \qquad Z=A\,\frac{1+\left(\frac{Z-A.G}{Z+A.G}\right)^{1/G}}{1-\left(\frac{Z-A.G}{Z+A.G}\right)^{1/G}} \qquad (2.2)$$

Separînd părţile reale şi cele imaginare, pentru cele trei tipuri de puncte P1, P2, P3 rezultă următoarele formule de calcul:

P1: $RO1=\frac{(X+A.G)+Y^2}{4.A.G}$; $\begin{cases} RO=\sqrt{1-\frac{X}{RO1}} \\ TE=ARCTG\left(\frac{Y}{2.RO1-X-A.G}\right) \end{cases}$;

$\begin{cases} S=1-RO^{1/G}.COS(TE/G) \\ T=RO^{1/G}.SIN(TE/G) \end{cases}$; $GO=\frac{2.A}{S^2+T^2}$; $\begin{cases} X=GO.S-A \\ Y=GO.T \end{cases}$

P2: $RO=\left|\frac{X-A.G}{X+A.G}\right|$; $\begin{cases} X=A\,\frac{1+RO^{1/G}}{1-RO^{1/G}} \\ Y=0 \end{cases}$

P3: $RO=\left|\frac{X-A.G}{X+A.G}\right|$; $\begin{cases} S=1-RO^{1/G}.COS(\Pi/G) \\ T=RO^{1/G}.SIN(\Pi/G) \end{cases}$;

$GO=\frac{2.A}{S^2+T^2}$; $\begin{cases} X=GO.S-A \\ Y=GO.T \end{cases}$

2.2. Transformarea conformă aproximativă a unui domeniu aproximativ semiplan pe semiplanul superior prin metoda transformărilor Λ succesive

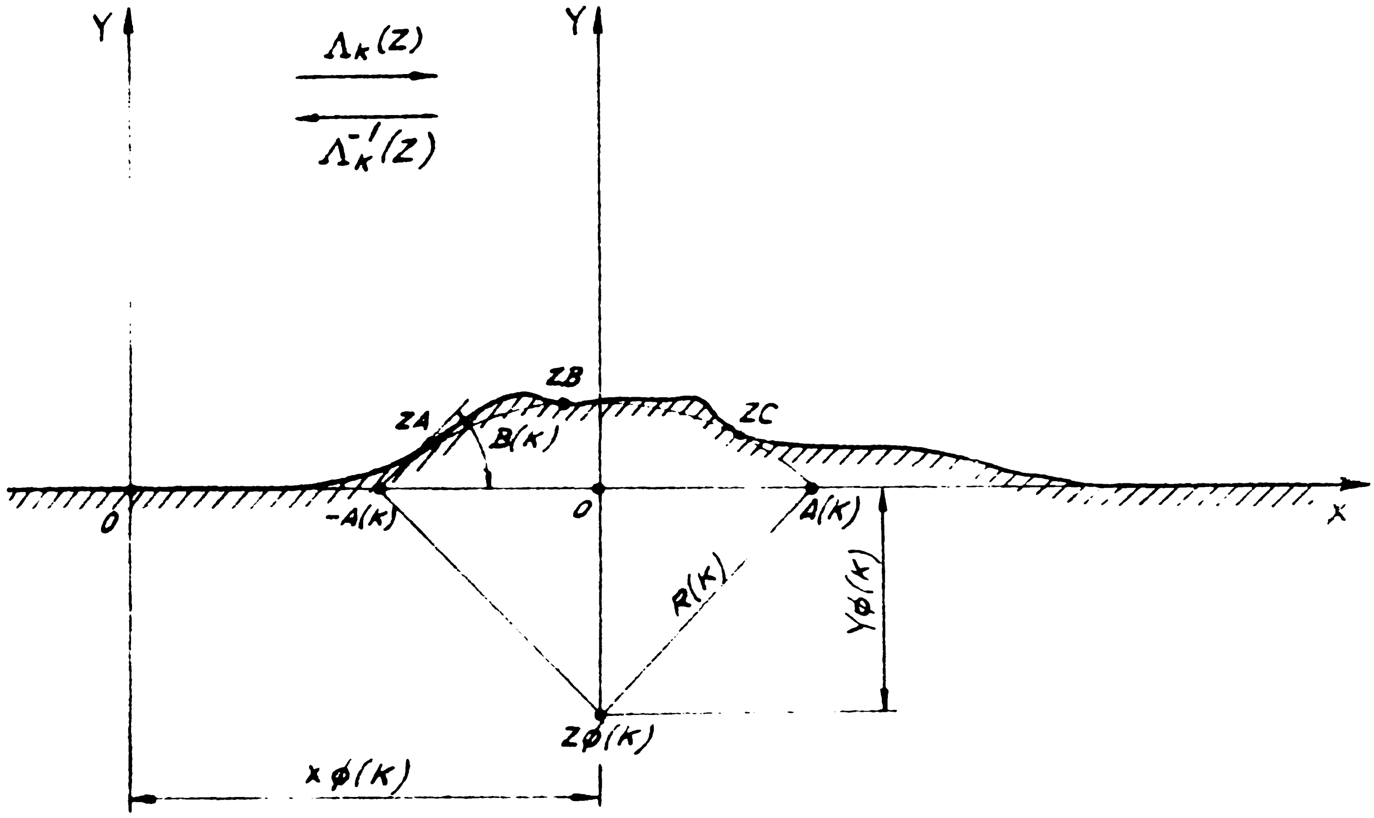


Fig. 2.2

Granița domeniului dat diferind de axa OX numai pe o porțiune finită se alege un număr finit de puncte pe porțiunea respectivă, care vor fi reduse succesiv pe axa OX prin transformări Λ_K .

Pentru a determina parametrii arcului de cerc ai transformării Λ_K , în cadrul lucrării apar următoarele cazuri posibile:

1). **Date:** B(K)= Π/2 ; ZO(XO(K); YO(K)=O); R(K)

Se calculează: A(K)=R(K); $G(K) = \frac{\Pi}{\Pi - B(K)}$

2). **Date:** ZA(XA; YA=0); B(K); R(K)

Se calculează: $G(K) = \frac{\Pi}{\Pi - B(K)}$; A(K)=R(K).SIN(B(K)) ;

XO(K)=XA+A(K); YO(K)=-R(K).COS(B(K))

3). **Date**: ZA(XA; YA=0); ZB(XB; YB); B(K)

Se calculează:

$$G(K)=\frac{\Pi}{\Pi-B(K)}\ ;\ R(K)=\frac{(XB-XA)^2+YB^2}{2.((XB-XA).SIN(B(K))-YB.COS(B(K)))}$$

$$A(K)=R(K).SIN(B(K));\ XO(K)=XA+A(K);\ YO(K)=-R(K).COS(B(K))$$

4). **Date:** ZA(XA; YA); ZB(XB; YB); ZC(XC;XC)

Se calculează:

$$XO(K)=\frac{YA.(XB^2+YB^2-XC^2-YC^2)+YB.(XC^2+YC^2-XA^2-YA^2)+YC.(XA^2+YA^2-XB^2-YB^2)}{2.(YA.(XB-XC)+YB.(XC-XA)+YC.(XA-XB))}$$

$$YO(K)=\frac{XA.(XB^2+YB^2-XC^2-YC^2)+XB.(XC^2+YC^2-XA^2-YA^2)+XC.(XA^2+YA^2-XB^2-YB^2)}{2.(XA.(YB-YC)+XB.(YC-YA)+XC.(YA-YB))}$$

$$R(K)=\sqrt{(XA-XO(K))^2+(YA-YO(K))^2}\ ;\ A(K)=\sqrt{R^2(K)-YO^2(K)}$$

$$B(K)=ARCTG\left(-\frac{A(K)}{YO(K)}\right)\ ;\ G(K)=\frac{\Pi}{\Pi-B(K)}$$

Trecerea de la domeniul dat la semiplanul superior se va realiza prin N transformări Λ_K, respectiv trecerea inversă prin N transformări Λ_K^{-1}, adică transformarea rezultantă va fi produsul transformărilor Λ_K, respectiv ale transformărilor Λ_K^{-1}.

Funcţia de transformare directă va fi:

$$\Pi\Lambda_K(Z):\qquad Z=\prod_{K=1}^{N}\Lambda_K(Z)\qquad (2.3)$$

$$\Lambda_K(Z):\qquad Z=A(K).G(K)\frac{1+\left(\frac{Z-XO(K)-A(K)}{Z-XO(K)+A(K)}\right)^{G(K)}}{1-\left(\frac{Z-XO(K)-A(K)}{Z-XO(K)+A(K)}\right)^{G(K)}}\qquad (2.4)$$

Separînd părţile reale şi cele imaginare, pentru cele trei tipuri de puncte P1, P2, P3, rezultă următoarele formule de calcul:

$$\text{P1:}\quad RO1=\frac{(X-XO(K)+A(K))^2+Y^2}{4.A(K)}\ ;\qquad \left[\begin{array}{l} RO=\sqrt{1-\dfrac{X-XO(K)}{RO1}} \\ TE=ARCTG\left(\dfrac{Y}{2.RO1-X+XO(K)-A(K)}\right)\end{array}\right.$$

$$\left[\begin{array}{l} S=1-RO^{G(K)}.COS(G(K).TE) \\ T=RO^{G(K)}.SIN(G(K).TE)\end{array}\right.\ ;\quad GO=\frac{2.A(K).G(K)}{S^2+T^2}\ ;\quad \left[\begin{array}{l} X=GO.S-A(K).G(K) \\ Y=GO.T\end{array}\right.$$

$$\text{P2:}\quad RO=\left|\frac{X-XO(K)-A(K)}{X-XO(K)+A(K)}\right|\ ;\qquad \left[\begin{array}{l} X=A(K).G(K)\dfrac{1+RO^{G(K)}}{1-RO^{G(K)}} \\ Y=0\end{array}\right.$$

$$\text{P3:}\quad RO1=\frac{(X-XO(K)+A(K))^2+Y^2}{4.A(K)}\ ;\ RO=\sqrt{1-\frac{X-XO(K)}{RO1}}\ ;\quad \left[\begin{array}{l} X=A(K).G(K)\dfrac{1-RO^{G(K)}}{1+RO^{G(K)}} \\ Y=0\end{array}\right.$$

Funcţia de transformare inversă va fi:

$$\prod \Lambda_K^{-1}\,(Z):\qquad Z=\prod_{K=N}^{1}\Lambda_K^{-1}.(Z) \tag{2.5}$$

$$\Lambda_K^{-1}:\qquad Z=XO(K)+A(K)\,\frac{1+\left(\dfrac{Z-A(K).G(K)}{Z+A(K).G(K)}\right)^{1/G(K)}}{1-\left(\dfrac{Z-A(K).G(K)}{Z+A(K).G(K)}\right)^{1/G(K)}} \tag{2.6}$$

Separînd părţile reale şi cele imaginare, pentru cele trei tipuri de puncte P1, P2, P3, rezultă următoarele formule de calcul:

$$\text{P1:}\quad RO1=\frac{(X+A(K).G(K))^2+Y^2}{4.A(K).G(K)}\ ;\qquad \left[\begin{array}{l} RO=\sqrt{1-\dfrac{X}{RO1}} \\ TE=ARCTG\left(\dfrac{Y}{2.RO1-X-A(K).G(K)}\right)\end{array}\right.\ ;$$

$$\left[\begin{array}{l} S=1-RO^{1/G(K)}.COS(TE/G(K)) \\ T=RO^{1/G(K)}.SIN(TE/G(K))\end{array}\right.\ ;\quad GO=\frac{2.A(K)}{S^2+T^2}\ ;\quad \left[\begin{array}{l} X=XO(K)+GO.S-A(K) \\ Y=GO.T\end{array}\right.$$

$$\text{P2:}\quad RO=\left|\frac{X-A(K).G(K)}{X+A(K).G(K)}\right|\ ;\qquad \left[\begin{array}{l} X=XO(K)+A(K).\dfrac{1+RO^{1/G(K)}}{1-RO^{1/G(K)}} \\ Y=0\end{array}\right.$$

P3: $RO=\left|\frac{X-A(K).G(K)}{X+A(K).G(K)}\right|$; $\begin{cases} S=1-RO^{1/G(K)}.COS(\Pi/G(K)) \\ T=RO^{1/G(K)}.SIN(\Pi/G(K)) \end{cases}$;

$GO=\frac{2.A(K)}{S^2+T^2}$; $\begin{cases} X=XO(K)+GO.S-A(K) \\ Y=GO.T \end{cases}$

CAPITOLUL III

STUDIUL MISCARII FARA DESPRINDERE A FLUIDULUI IDEAL INCOMPRESIBIL IN SEMIDIFUZOARE PLANE

3.1. Transformarea conformă aproximativă a unei fîşii lărgită local pe semiplanul superior.

In vederea generalizării soluţiei, calculele se vor face cu următoarele mărimi adimensionale:

$$A1=\frac{A1}{A2}=H,\quad A2=\frac{A2}{A2}=1,\quad VM1=\frac{VM1}{VM1}=1,\qquad VM2=\frac{VM2}{VM1}$$

In zona lărgirii, pe graniţa curbă a domeniului (figura 3.1) se alege un număr finit de puncte primare.

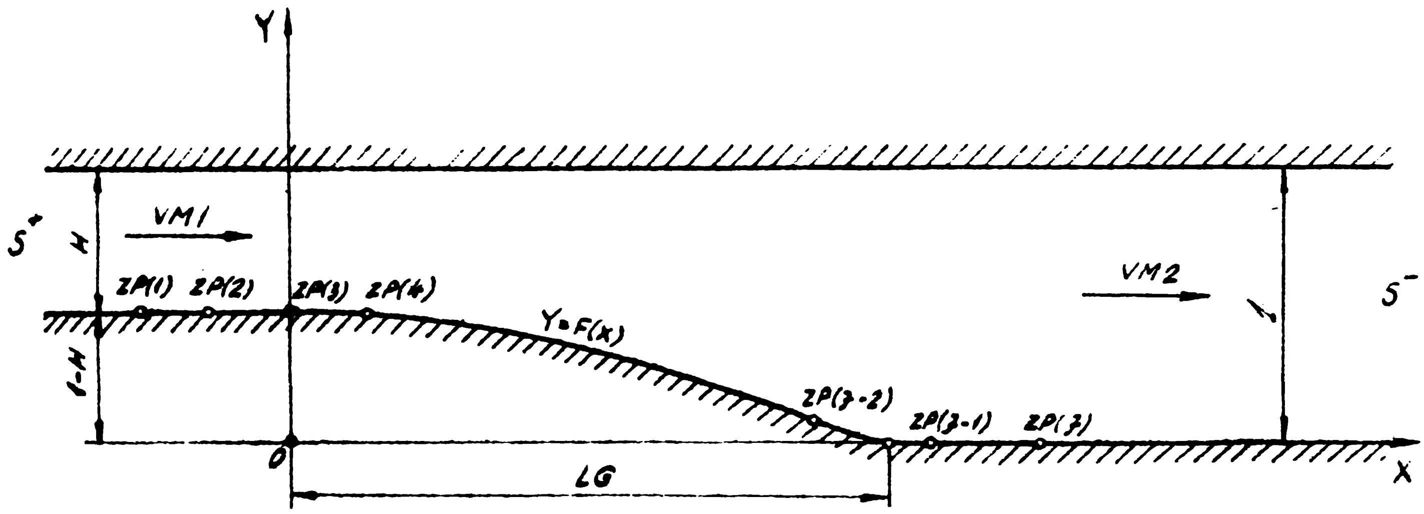


Fig 3.1.

Aplicînd transformarea:

$$E(Z):\qquad Z=e^{\pi .Z}, \qquad (3.1)$$

$$X=e^{\pi .X}.COS(\pi .Y),$$

$$Y=e^{\pi .X}.SIN(\pi .Y)$$

fîşia infinită, lărgită local, devine domeniul aproximativ semiplan (figura 3.2).

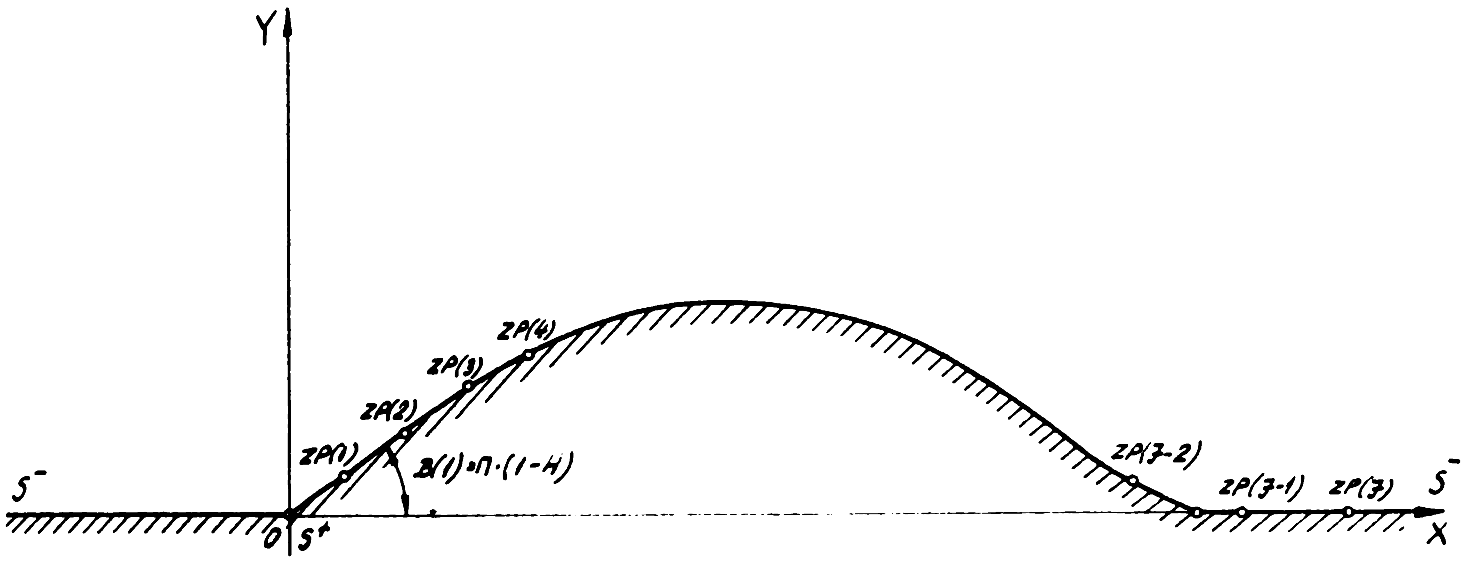


Fig. 3.2.

Aplicînd transformarea:

$$\Lambda_K(Z): \qquad Z = \prod_{K=1}^{N} \Lambda_K(Z) \tag{3.2}$$

domeniul din figura 3.2 se transformă pe semiplanul superior (figura 3.3):

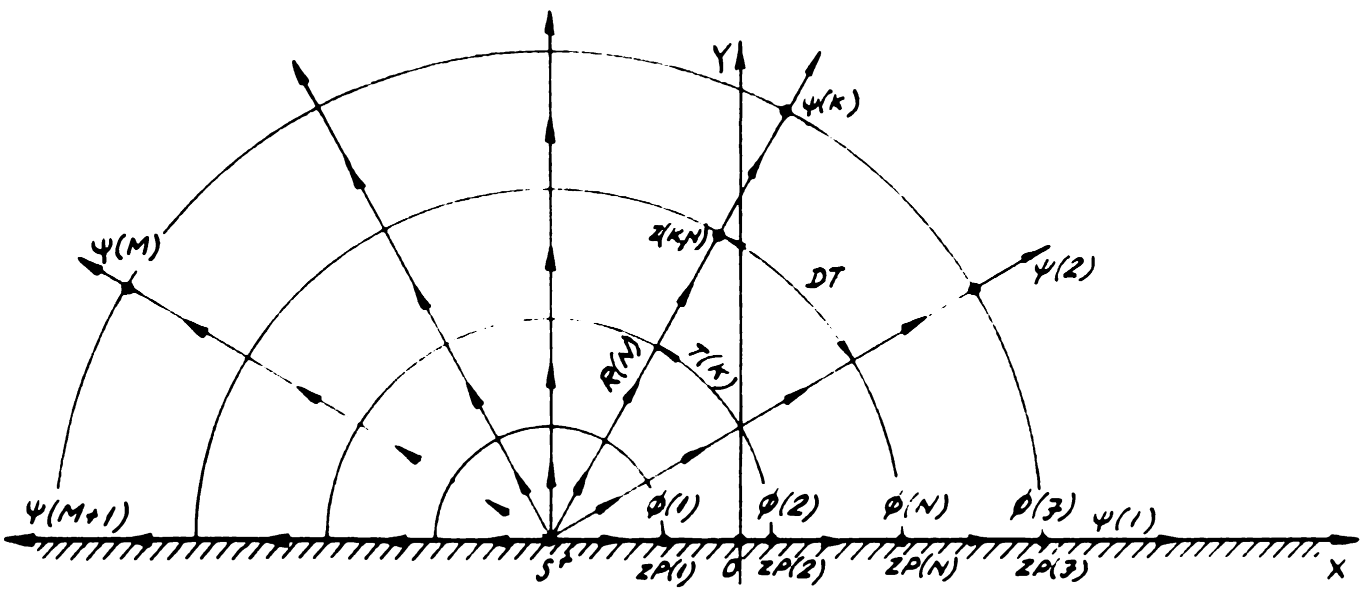


Fig 3.3

380336
299 F

In semiplanul superior mişcarea va fi descrisă de funcţia [13]:

$$F(Z)=\frac{Q}{2.\Pi}\,Ln(Z-XS^{+}) \qquad (3.3)$$

Avînd în vedere că:

$$Q=2.VM1.H=2.H,$$

rezultă:

$$F(Z)=\frac{H}{\Pi}.Ln(Z-XS^{+})$$

Notînd: $$Z(K,N)-XS^{+}=R(N).e^{iT(K)},$$

rezultă:

$$\phi(N)=\frac{H}{\Pi}\,LnR(N),\ \Psi(K)=\frac{H}{\Pi}\,T(K)$$

Alegînd un număr de M+1 linii de curent, rezultă:

$$\Delta T=\frac{\Pi}{M},\ \Delta\Psi=\frac{H}{\Pi}.\Delta T,\ \ \Delta\Psi=\frac{H}{M}$$

Coordonatele punctelor reţelei din semiplanul superior se calculează cu relaţiile:

$$X(K,N)=XS^{+}+(XP(N)-XS^{+}).COS\left(\frac{K-1}{M}.\Pi\right), \qquad (3.4)$$

$$Y(K,N)=(XP(N)-XS^{+}).SIN\left(\frac{K-1}{M}.\Pi\right) \qquad (3.5)$$

3.2. <u>Calculul mărimilor geometrice şi cinematice ale mişcării fără desprindere a fluidului ideal incompresibil în semidifuzoare plane.</u>

Avînd determinate pe semiplanul superior punctele Z(K,N), coordonatele punctelor omoloage din planul semidifuzorului se calculează aplicînd transformările inverse:

$$\Pi\Lambda_K^{-1}(Z): \qquad Z=\prod_{K=N}^{1}\Lambda_K^{-1}(\hat{Z}), \qquad (3.6)$$

$$L(Z): \qquad Z=\frac{1}{\Pi}\,LnZ \qquad (3.7)$$

$$\begin{cases} R=\sqrt{X^2+Y^2} \\ TE=ARCTG(Y/X) \end{cases} ; \qquad \begin{cases} X=\frac{1}{\Pi}\,LnR \\ Y=\frac{TE}{\Pi} \end{cases}$$

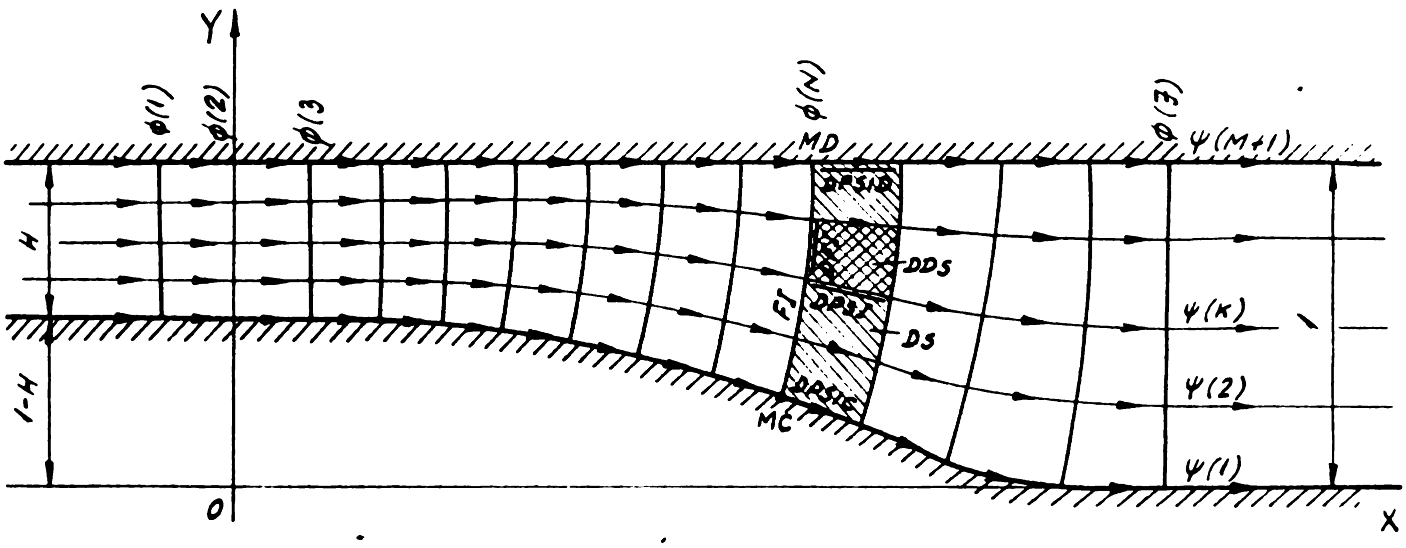


Fig. 3.4.

Pentru calculul vitezelor în planul semidifuzorului se foloseşte formula de definiţie a vitezei complexe [13] :

$$W=VX-iVY=\lim_{\Delta Z\to 0} \frac{F(Z+\Delta Z)-F(Z)}{\Delta Z} \cong \frac{\Delta\phi+i\Delta\Psi}{\Delta Z};$$

$$W=i\frac{\Delta\Psi}{\Delta Z}=i\frac{\Delta\Psi}{\Delta X+i\Delta Y}=\Delta\psi\frac{\Delta Y}{\Delta X^2+\Delta Y^2}+i.\Delta\psi\frac{\Delta X}{\Delta X^2+\Delta Y^2};$$

$$VX(K,N)=\frac{H}{M}\frac{Y(K+1,N)-Y(K,N)}{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2}; \quad (3.8)$$

$$VY(K,N)=-\frac{H}{M}\frac{X(K+1,N)-X(K,N)}{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2}; \quad (3.9)$$

$$V(K,N)=\sqrt{VX^2(K,N)+VY^2(K,N)} \quad (3.10)$$

In vederea calculării distribuţiei reale a presiunii este necesară cunoaşterea următoarelor funcţii:

$$FI(N)=\int_{MC}^{MD} dFI=\sum_{K=1}^{M} DFI(K,N),$$

$$FI(N)=\sum_{K=1}^{M}\sqrt{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2}; \quad (3.11)$$

$$DPSIC(N)=\sqrt{(X(1,N+1)-X(1,N))^2+(Y(1,N+1)-Y(1,N))^2}; \quad (3.12)$$

$$DPSID(N)=\sqrt{(X(M+1,N+1)-X(M+1,N))^2+(Y(M+1,N+1)-Y(M+1,N))^2} \quad (3.13)$$

$$DS(N)=\int_{MC}^{MD} dFI.dPSI=\sum_{K=1}^{M} DFI(K,N).DPSI(K,N),$$

$$DS(N) = \sum_{K=1}^{M} \sqrt{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2}\cdot$$

$$\cdot\sqrt{((X(K,N+1)-X(K,N))^2+(Y(K,N+1)-Y(K,N))^2} \quad (3.14)$$

Avînd în vedere volumul mare de calcul numeric, modelele matematice prezentate, au fost transpuse în limbajul FORTRAN, calculele efectuîndu-se pe un calculator FELIX C-256.

Schema logică, care a servit ca bază pentru realizarea programului de calcul este prezentată în cadrul capitolului V, paragraful 5.1.

CAPITOLUL IV

STUDIUL MISCARII CU DESPRINDERE A FLUIDULUI IDEAL INCOMPRESIBIL IN SEMIDIFUZOARE PLANE

4.1. Determinarea ecuaţiei curbei de lărgire a domeniului mişcării potenţiale.

Modelul mişcării în semidifuzorul plan cu desprindere este următorul: o mişcare plană potenţială într-un domeniu de forma unei fîşii infinite, lărgită local, care induce o mişcare rotaţională într-un domeniu de forma unui triunghi curbiliniu (figura 4.1).

In cadrul lucrării au fost studiate acele semidifuzoare plane pentru care punctul de desprindere coincide cu începutul zonei de lărgire.

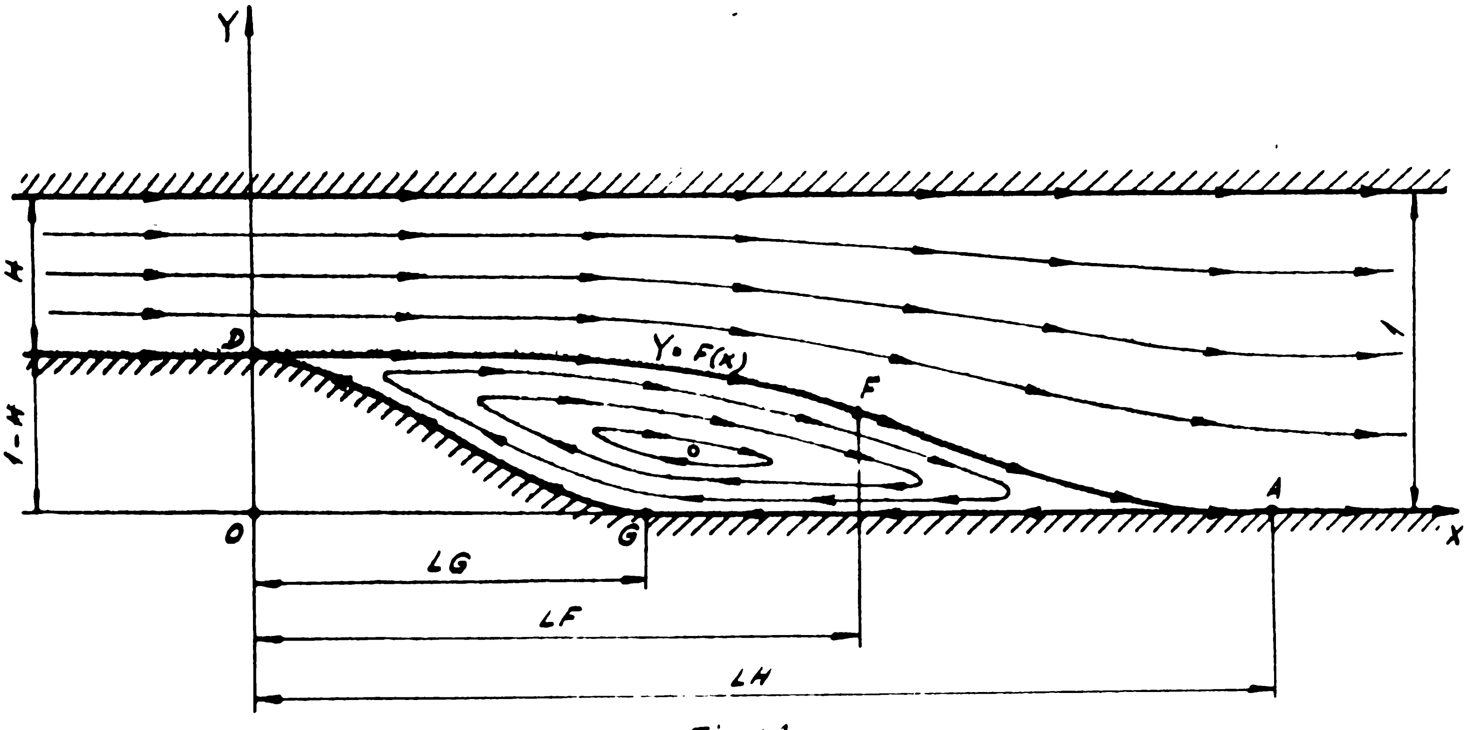


Fig. 4.1

Ecuaţia curbei de lărgire trebuie să îndeplinească următoarele condiţii:

1, $F'(X) \leq 0, \quad X \in [0, LH]$

2, $F(0)=1-H,\ F'(0)=0,\ F''(0)=0;$

3, $F(LH)=0,\ F'(LH)=0;\ F''(LH)=0.$

Condiţiile impuse derivatelor funcţiei F(X) sînt îndeplinite de curbele de distribuţie de tip Pearson I.

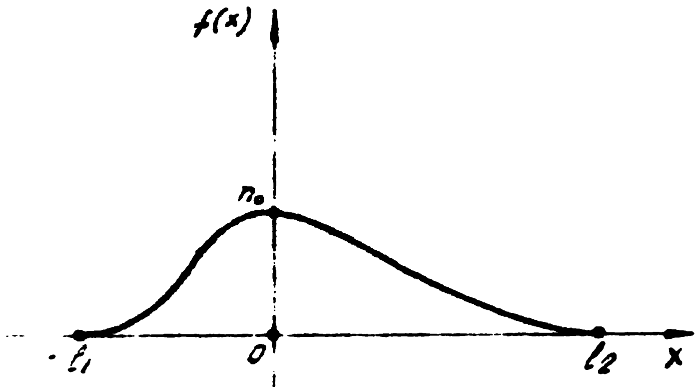


Fig. 4.2

După [38], aceste curbe de distribuţie au ecuaţia:

$$f(X)=n_0\left(1+\frac{X}{l_1}\right)^{q_1}\left(1-\frac{X}{l_2}\right)^{q_2} \qquad (4.1)$$

$$q_1>0, \quad q_2>0.$$

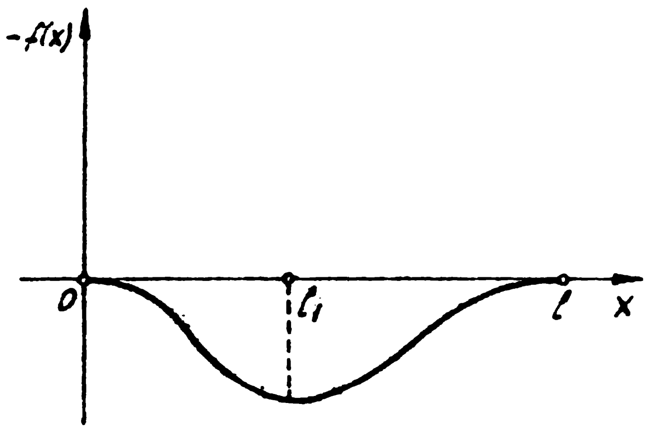


Fig 4.3

Efectuînd schimbarea de variabilă:

$$X=X-l_1, \quad l_2=l-l_1$$

Rezultă:

$$-f(X)=-\frac{n_0}{l_1^{q_1}.(l-l_1)^{q_2}}.X^{q_1}.(l-X)^{q_2}$$

Aplicînd înlocuirile:

$-f(X)=F'(X)$; $n_0=P$; $l_1=LF$; $l=LH$; $q_1=Q1$; $q_2=Q2$,

rezultă:

$$F'(X)=-\frac{P}{LF^{Q1}.(LH-LF)^{Q2}}.X^{Q1}.(LH-X)^{Q2}$$

Prin integrare rezultă:

$$Y=F(X)=-\frac{P}{LF^{Q1}.(LH-LF)^{Q2}}.\int_0^X X^{Q1}.(LH-X)^{Q2}.dX+C$$

[illegible] X=0; Y=l-H, rezultă C=l-H

Din condiţia $X=LH;\ Y=0$, rezultă:

$$\frac{P}{LF^{Q1}.(LH-LF)^{Q2}} = \frac{1-H}{\int_0^{LH} X^{Q1}.(LH-X)^{Q2}.dX}$$

Ecuaţia curbei de lărgire va fi:

$$Y=F(X)=(1-H).\left(1-\frac{\int_0^{X} X^{Q1}.(LH-X)^{Q2}.dX}{\int_0^{LH} X^{Q1}.(LH-X)^{Q2}.dX}\right) \qquad (4.2)$$

Cele două domenii: a mişcării potenţiale din fîşia infinită, lărgită local şi a mişcării rotaţionale, se racordează geometric şi cinematic de-a lungul curbei de lărgire Y=F(X).

Racordarea cinematică se realizează impunînd aceleaşi valori pentru funcţia de viteză de-a lungul curbei de lărgire Y=F(X).

Avînd în vedere faptul că curentul potenţial generează mişcarea rotaţională, prima dată se face studiul mişcării potenţiale în fîşia infinită, lărgită local.

Cunoscînd astfel funcţia de viteză de-a lungul curbei de lărgire, în a doua etapă se face studiul mişcării în zona rotaţională.

4.2. Studiul mişcării în zona potenţială a semidifuzorului plan cu desprindere.

Mişcarea în zona potenţială a semidifuzorului plan cu desprindere se tratează prin metoda expusa în cadrul capitolului III.

4.3. Studiul mişcării în zona rotaţională a semidifuzorului plan cu desprindere.

4.3.1. Consideraţii generale.

Zona mişcării rotaţionale are forma unui triunghi curbiliniu.

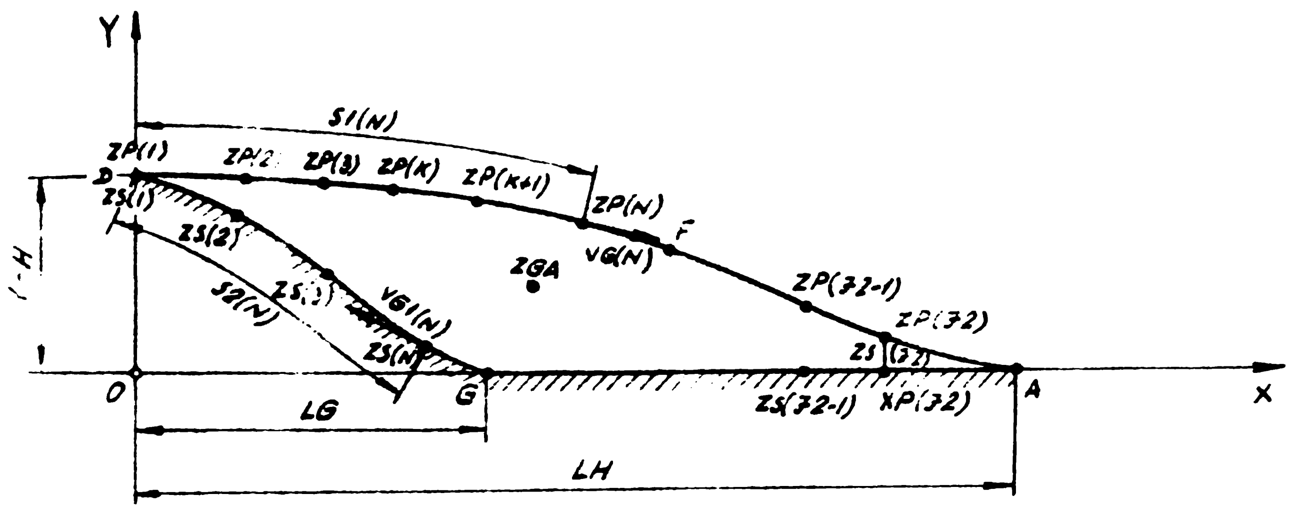


Fig. 4.4

Pe granița fluidă DFA este cunoscută funcția de viteză.

Pe granița solidă DGA se consideră J2 de puncte (același număr de puncte ca și pe granița fluidă), a căror coordonate curbilinii se calculează cu ajutorul relației:

$$S2(N)=S1(N)\,\frac{S_{SOLID}}{S_{FLUID}}\,, \qquad (4.3)$$

în care:

$$S1(1)=0,$$

$$S1(N)=S1(N-1)+\sqrt{(XP(N)-XP(N-1))^2+(YP(N)-YP(N-1))^2};\quad N\in[2;J2]$$

$$S_{SOLID}=\int_{DG} dS+XP(J2)-LG+YP(J2);$$

$$S_{FLUID}=S1(J2)$$

In stabilirea acestor formule de calcul s-a făcut ipoteza că în zona ZP(J2)-A-XP(J2) fluidul stagnează ($YP(J2)\leq 0{,}05.(1-H)$), din care motiv în cele ce urmează această zonă va fi exclusă.

Admițînd ipoteza că în punctele de pe granița fluidă, respectiv solidă, care au aceeași abscisă X modulele de viteză sînt egale, distribuția vitezei în lungul graniței solide se poate calcula cu formula:

$$VG1(N)=VG(K)-(VG(K)-VG(K+1))\,\frac{XS(N)-XP(K)}{XP(K+1)-XP(K)}, \qquad (4.4)$$

$$XP(K)\leq XS(N)\leq XP(K+1)$$

Distribuţia circulaţiei pe cele două granițe va fi:

$$d\Gamma 1 = VG(S1).dS1,$$
$$d\Gamma 2 = VG1(S2).dS2$$

Folosind notaţiile:

$$d\Gamma 1 = GA1, \qquad d\Gamma 2 = GA2$$

şi trecînd la diferenţe finite, rezultă:

$$GA1(N) = \frac{VG(N)+VG(N+1)}{2}\sqrt{(XP(N+1)-XP(N))^2+(YP(N+1)-YP))^2}, \qquad (4.5)$$

$$GA2(N) = \frac{VG1(N)+VG1(N+1)}{2}\sqrt{(XS(N+1)-XS(N))^2+(YS(N+1)-YS(N))^2} \qquad (4.6)$$

Circulaţia pe conturul D-F-ZP(J2)-XP(J2)-G-D va fi:

$$\Gamma = \oint_C VG(S)dS = \int_{CP} VG(S1)dS1 + \int_{CS} VG1(S2)dS2 = \int_{CP} d\Gamma 1(S1) + \int_{CS} d\Gamma 2(S2)$$

Folosind notaţia:

$$\Gamma = GA$$

şi înlocuind integralele prin sume, rezultă:

$$GA = \sum_{N=1}^{J2-1} (GA1(N)+GA2(N)) \qquad (4.7)$$

Coordonatele centrului de greutate a liniei de vîrtej vor fi:

$$XGA = \frac{1}{GA}\left(\int_{CP} XP.d\Gamma 1 + \int_{CS} XS.d\Gamma 2\right),$$

$$YGA = \frac{1}{GA}\left(\int_{CP} YP.d\Gamma 1 + \int_{CS} YS.d\Gamma 2\right)$$

Folosind notaţiile introduse anterior şi înlocuind integralele prin sume, rezultă:

$$XGA = \frac{1}{2.GA}\sum_{K=1}^{J2-1} ((XP(N)+XP(N+1)).GA1(N)+(XS(N)+XS(N+1)).GA2(N)), \qquad (4.8)$$

$$YGA = \frac{1}{2.GA}\sum_{K=1}^{J2-1} ((YP(N)+YP(N+1)).GA1(N)+(YS(N)+YS(N+1)).GA2(N)) \qquad (4.9)$$

4.3.2. Transformarea conformă aproximativă a domeniului mişcării rotaţionale pe semiplanul superior.

In cele ce urmează sînt expuse etapele transformării domeniului mişcării rotaţionale pe semiplanul superior.

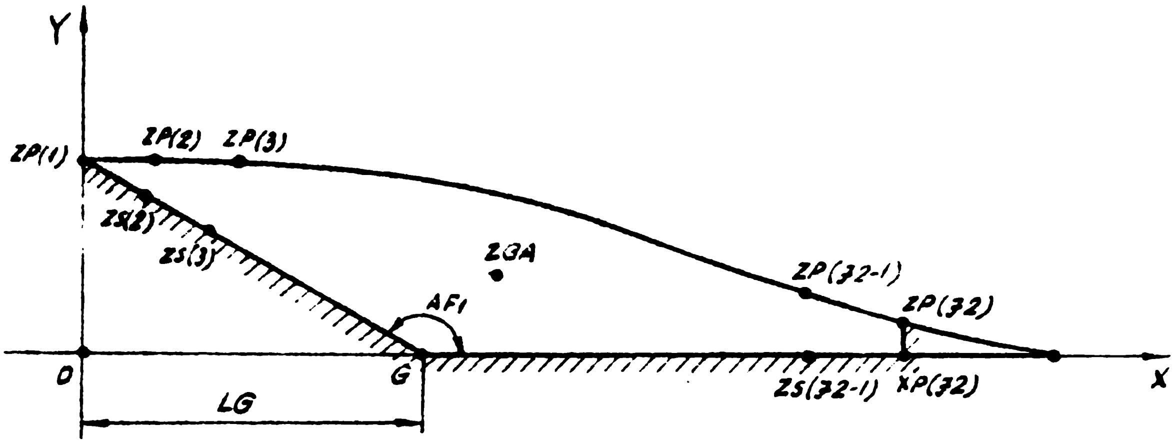


Fig. 4.5

T1: $$Z=(Z-C1)^{\frac{\pi}{AF1}}, \quad C1=LG;\ AF1=ARCTG\left(\frac{LG}{YP(1)}\right)+\frac{\pi}{2} \qquad (4.10)$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{(X-C1)^2+Y^2} \\ TE=ARCTG\left(\frac{Y}{X-C1}\right) \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} R=R^{\frac{\pi}{AF1}} \\ TE=TE.\frac{\pi}{AF1} \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE) \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right.$$

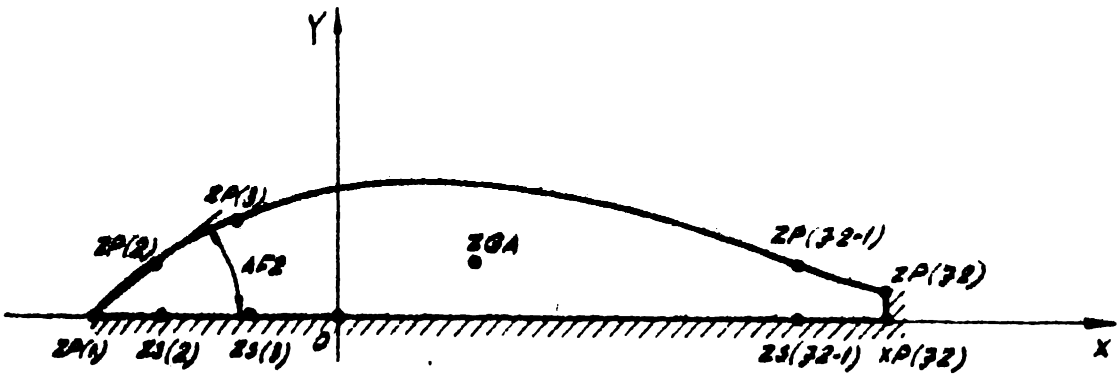


Fig. 4.6

T2: $$Z=(Z-C2)^{\frac{\pi}{2.AF2}}, \quad C2=XP(1),\ AF2=ARCTG\left(\frac{YP(2)}{XP(2)-XP(1)}\right) \qquad (4.11)$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{(X-C2)^2+Y^2} \\ TE=ARCTG\left(\frac{Y}{X-C2}\right) \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} R=R^{\frac{\pi}{2.AF2}} \\ TE=TE.\frac{\pi}{2.AF2} \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE) \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right.$$

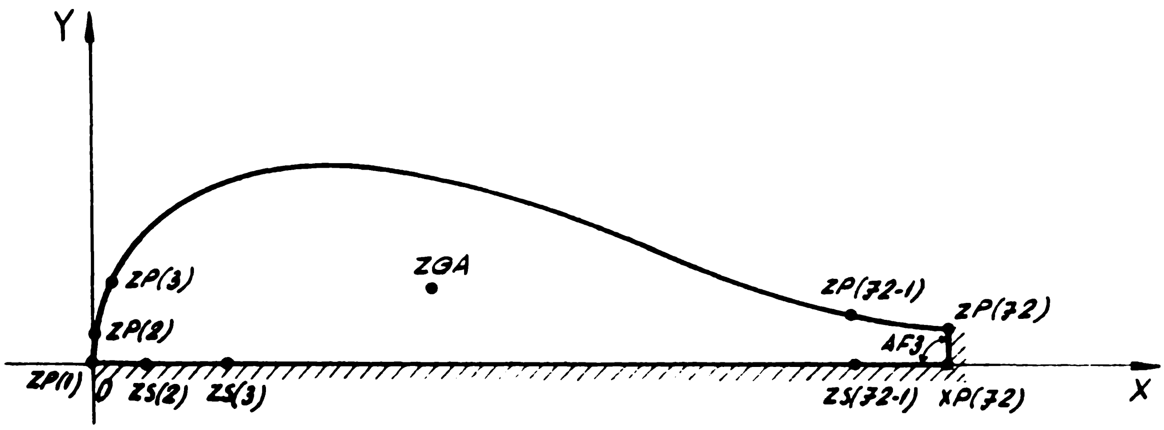


Fig. 4.7

T3: $$Z=(Z-C3).e^{-i.AF3}, \quad C3=XP(J2), \quad AF3=\Pi/2; \qquad (4.12)$$

$$X=(X-C3).COS(AF3)+Y.SIN(AF3);$$

$$Y=-(X-C3).SIN(AF3)+Y.COS(AF3).$$

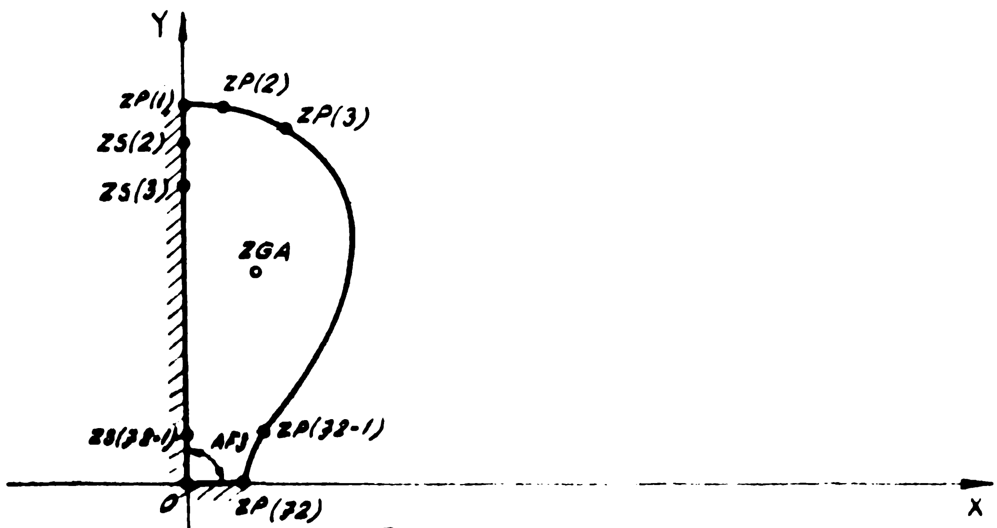


Fig. 4.8

T4: $$Z=Z^{\Pi/AF3} \qquad (4.13)$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{X^2+Y^2} \\ TE=ARCTG(Y/X) \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} R=R^{\Pi/AF3} \\ TE=TE.\dfrac{\Pi}{AF3} \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE) \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right. ;$$

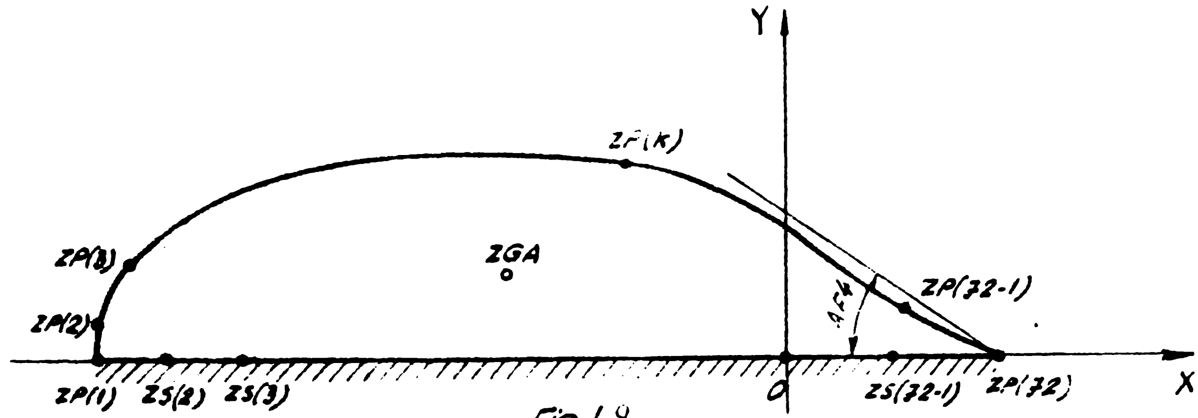


Fig. 4.9

T5: $$Z=(Z-C4).e^{-i(\Pi-AF4)} \qquad (4.14)$$

$$C4=XP(J2)$$

$$AF4=1,01.MAX\left(ARCTG\left(\frac{YP(K)}{XP(J2)-XP(K)}\right)\right), \quad K\in[2;J2-1]$$

$$X=-(X-C4).COS(AF4)+Y.SIN(AF4),$$

$$Y=-(X-C4).SIN(AF4)-Y.COS(AF4)$$

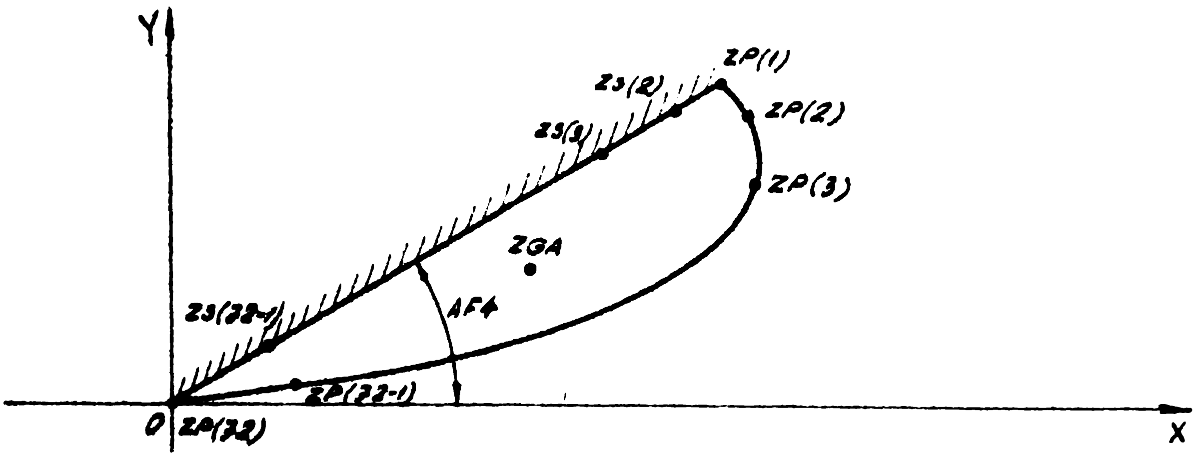


Fig. 4.10

T6: $$Z=Z^{\frac{\Pi}{2.AF4}} \qquad (4.15)$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{X^2+Y^2} \\ TE=ARCTG(Y/X) \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} R=R^{\frac{\Pi}{2.AF4}} \\ TE=TE.\frac{\Pi}{2.AF4} \end{array}\right. ; \quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE) \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right.$$

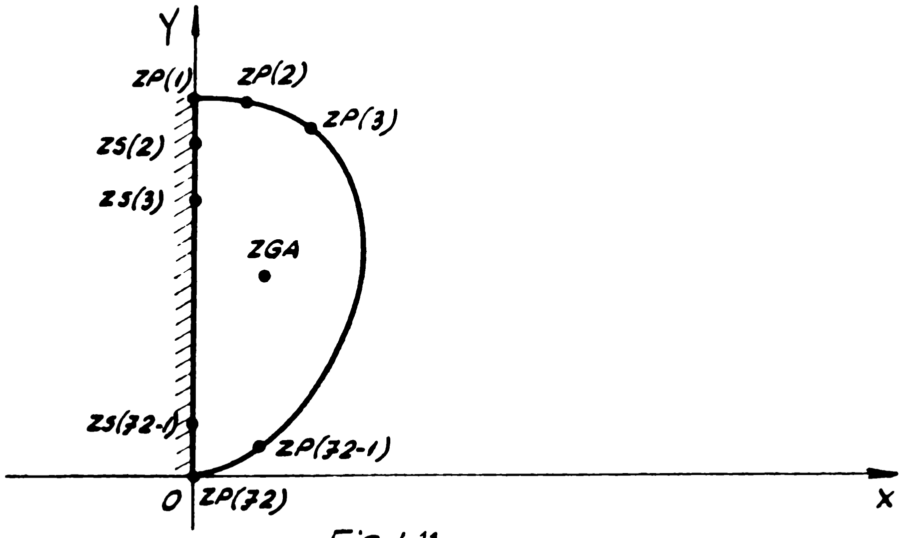


Fig. 4.11

T7: $$Z = Z . e^{i\frac{\pi}{2}} \tag{4.16}$$

$X = -Y,$

$Y = X$

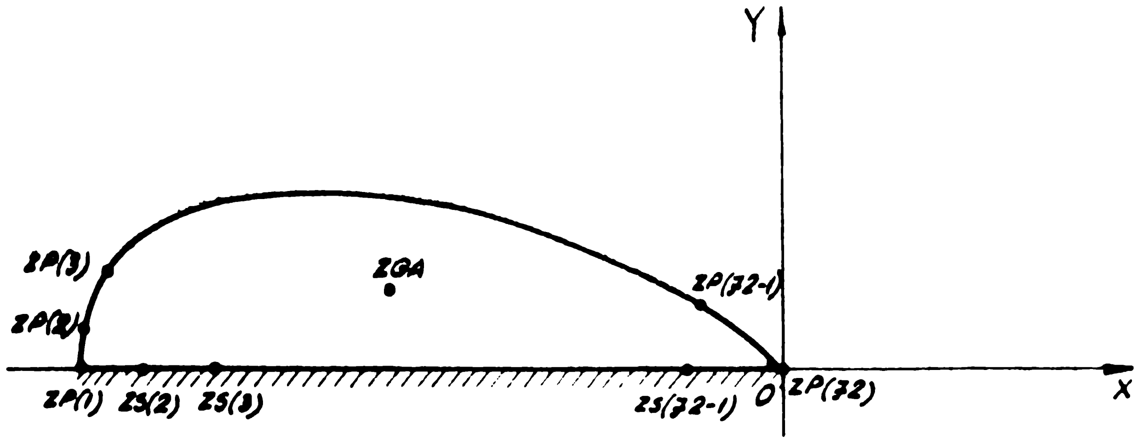


Fig. 4.12

T8: $$Z = \frac{Z}{CI}, \qquad CI = ABS(XP(1)) \tag{4.17}$$

$X = \frac{X}{CI},$

$Y = \frac{Y}{CI}$

BUPT

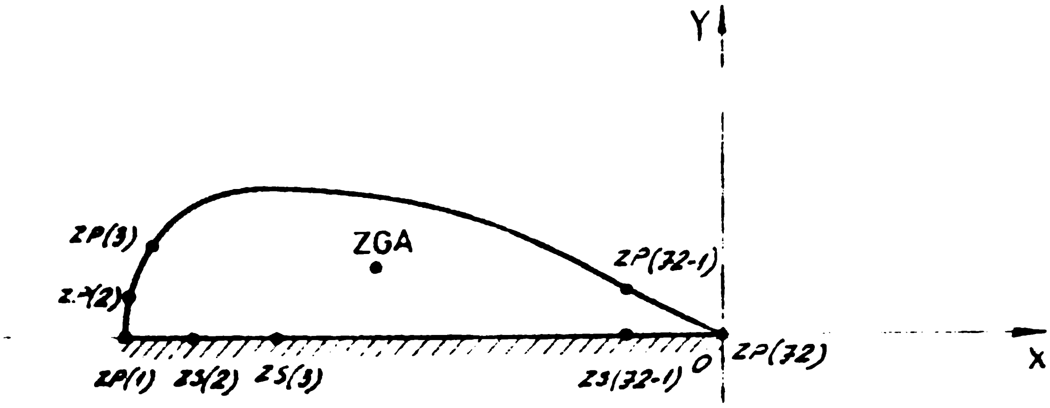


Fig. 4.13

T9: $Z = \frac{-1}{Z-XI}$, $XI = \frac{XP(1)+XP(J2)}{2}$ (4.18)

$$X = -\frac{X-XI}{(X-XI)^2+Y^2},$$

$$Y = \frac{Y}{(X-XI)^2+Y^2}$$

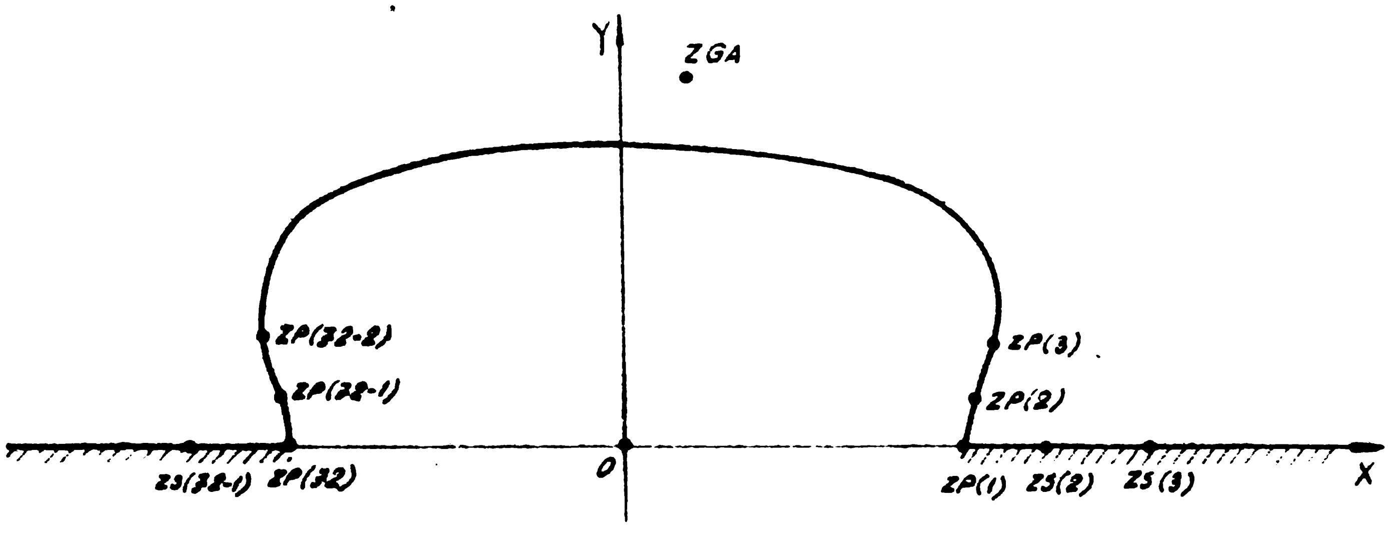


Fig. 4.14

T10: $$Z = \prod_{K=1}^{L} \Delta_K(Z) \tag{4.19}$$

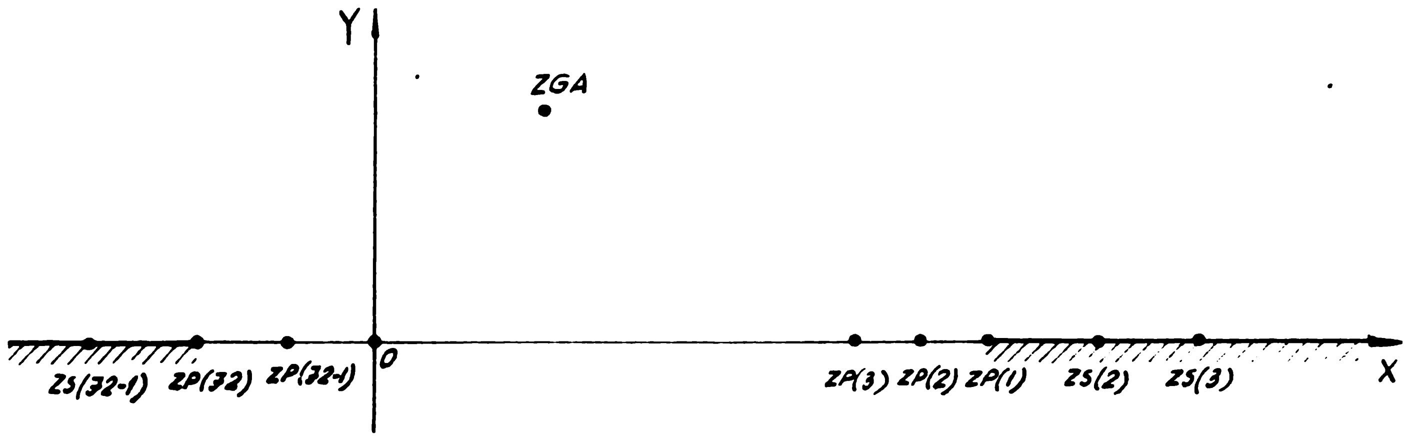


Fig. 4.15

T11: $$Z=Z-XGA,\quad X=X-XGA,\quad Y=Y \tag{4.20}$$

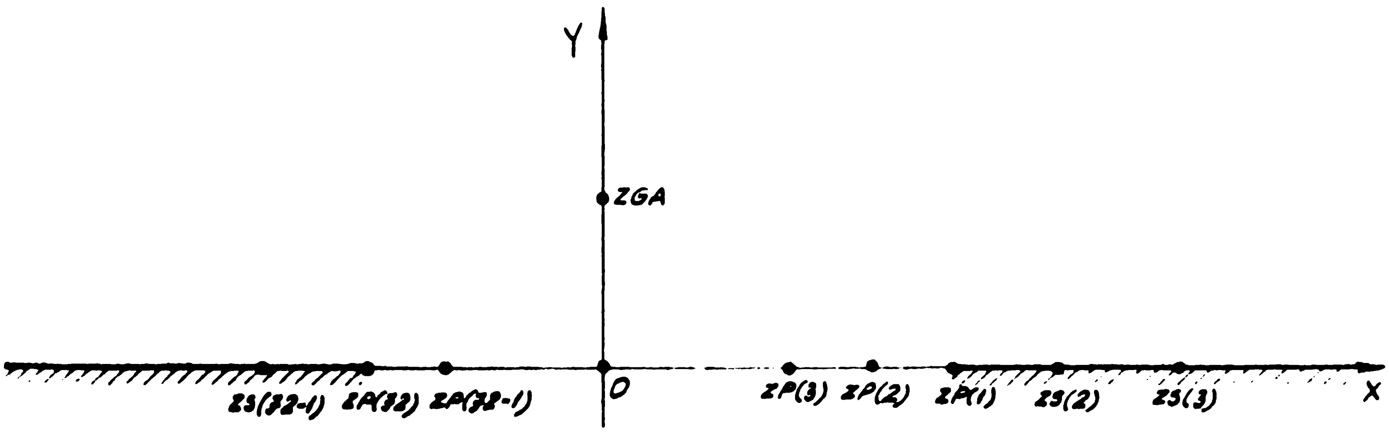


Fig. 4.16

In cadrul lucrării au fost studiate semidifuzoarele plane cu peretele curb sub forma unui perete plan înclinat (porţiunea ZP(1)-G, fig.4.5).

Dacă peretele curb are o formă oarecare, atunci funcţia de transformare T1 va fi de tipul $\Pi\Lambda_K(Z)$.

In semiplanul superior se consideră mişcarea rezultantă a două vîrtejuri de sensuri opuse, situate în punctele ZGA respectiv $\overline{ZGA}$.

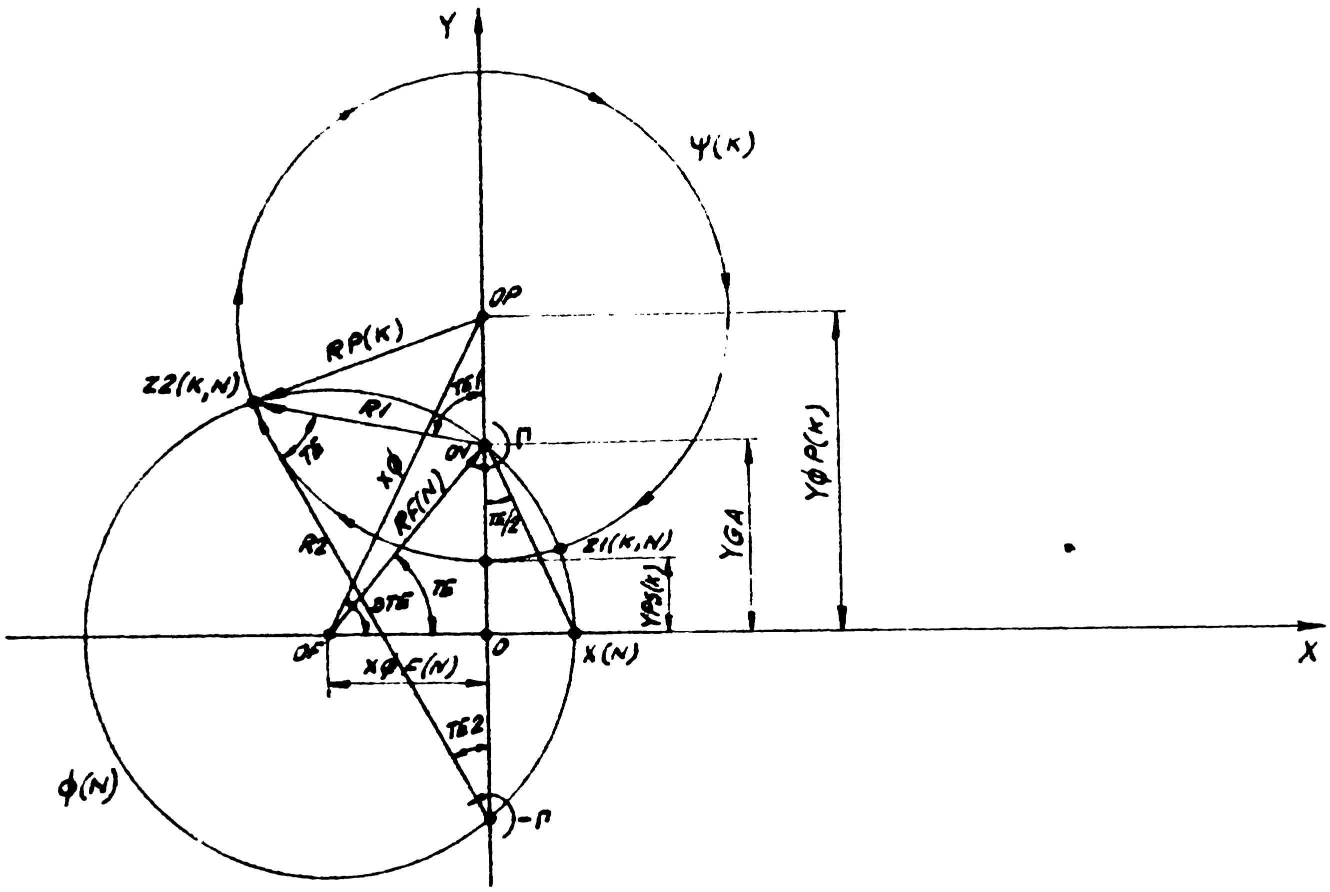


Fig. 4.17

Funcţia care descrie mişcarea indusă de cele două vîrtejuri va fi [13]:

$$F(Z)=-\frac{i\,\Gamma}{2\,\Pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{Z-i\ YGA}{Z+i\ YGA}; \qquad (4.21)$$

$$Z-i\ YGA=R1.e^{iTE1}, \qquad Z+i\ YGA=R2.e^{iTE2};$$

$$F(Z)=\frac{\Gamma}{2\Pi}\,(TE1-TE2)-i\,\frac{\Gamma}{2\Pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{R1}{R2};$$

$$TE=TE1-TE2, \qquad F(Z)=\Phi+i\,\Psi;$$

$$\Phi=\frac{\Gamma}{2\Pi}\,TE, \qquad \Psi=-\frac{\Gamma}{2\Pi}\,\mathrm{Log}\,\frac{R1}{R2};$$

$$TANG(TE/2)=\frac{|X(N)|}{YGA}, \qquad TE=2.ARCTG\left(\frac{|X(N)|}{YGA}\right);$$

$$RF(N)=\frac{YGA}{SIN(TE)}, \qquad XOF(N)=X(N)\pm RF(N) \qquad (4.22)$$

In formula XOF(N) semnul + corespunde pentru $X(N) < 0$, iar semnul - pentru $X(N) > 0$.

$$\frac{R1}{R2}=C, \qquad C=\frac{YGA-YPS(K)}{YGA+YPS(K)}$$

Ecuaţia liniei de curent va fi:

$$R1^2=C^2R2^2, \qquad (Y-YGA)^2+X^2=C^2\,((Y+YGA)^2+X^2),$$

$$X^2+Y^2-2.YGA.\frac{1+C^2}{1-C^2}.Y+YGA^2=0$$

Ecuaţia cercului cu raza RP(K) şi cu centrul în punctul YOP(K) se poate scrie sub forma:

$$X^2+(Y-YOP(K))^2=RP(K)^2,$$

$$X^2+Y^2-2.YOP(K).Y+YOP(K)^2-RP(K)^2=0$$

Din identificarea celor două expresii ale ecuaţiei liniei de curent rezultă:

$$YOP(K)=YGA\,\frac{1+C^2}{1-C^2}, \qquad RP(K)=\sqrt{YOP(K)^2-YGA^2} \qquad (4.23)$$

Pentru calculul coordonatelor punctelor Z1(K,N), respectiv Z2(K,N) se efectuează o translaţie:

$$X=X-XOF(N) \qquad (4.24)$$

şi o rotaţie cu unghiul - DTE:

$$DTE=ARCTG\left(-\frac{YOP(K)}{XOF(N)}\right), \qquad XOF(N)<0; \qquad (4.25)$$

$$DTE=\Pi-ARCTG\left(\frac{YOP(K)}{XOF(N)}\right), \qquad XOF(N)>0 \qquad (4.26)$$

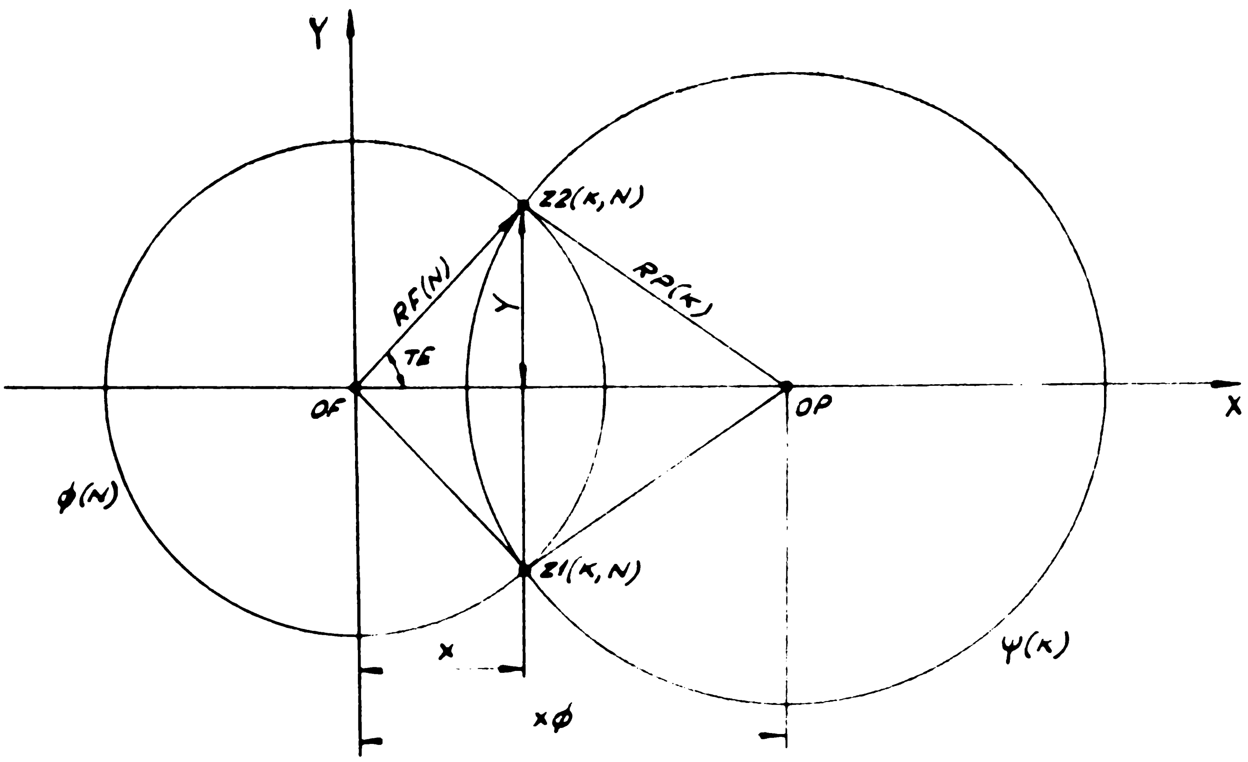


Fig. 4.18

$$Y^2=RP(N)^2-X^2=RP(K)^2-(XO-X)^2$$

$$X=\frac{RP(N)^2-RP(K)^2+XO^2}{2.XO}, \qquad Y=\sqrt{RP(N)^2-X^2}$$

$$R=\sqrt{X^2+Y^2}, \qquad TE=ARCTG(Y/X) \qquad (4.27)$$

Revenind la planul figurii 4.17, coordonatele punctelor Z1(K,N), respectiv Z2(K,N)vor fi:

$$TE1=DTE-TE; \qquad (4.28)$$

$$X1(K,N)=XOP(N)+R.COS(TE1); \qquad (4.29)$$

$$Y1(K,N)=R.SIN(TE1); \qquad (4.30)$$

$$TE2=DTE+TE; \qquad (4.31)$$

$$X2(K,N)=XOP(N)+R.COS(TE2); \qquad (4.32)$$

$$Y2(K,N)=R.SIN(TE2) \qquad (4.33)$$

Considerînd M+1 linii de curent, parametrul YPS(K) se pune sub forma:

$$YPS(K)=\frac{M+1-K}{M}\,YGA, \qquad K\in[1,M+1]$$

Pentru definirea familiei de linii echipotenţiale se consideră punctele XP(N), respectiv XS(N):

$$X(N)=XP(N), \qquad N\in[1,\ J2]\ ; \qquad (4.34)$$

$$X(N)=XS(N), \qquad N\in[1,\ J2]\ . \qquad (4.35)$$

4.3.3. <u>Studiul mişcării în planul fizic al zonei rotaţionale</u>.

Prin transformări inverse celor expuse în cadrul paragrafului 4.3.2, reţeaua din semiplanul superior va fi adusă în planul fizic al zonei rotaţionale:

$T11^{-1}$:

$$Z=Z+XGA, \quad X=X+XGA, \quad Y=Y \qquad (4.36)$$

$T10^{-1}$:

$$Z=\prod_{K=L}^{1}\Lambda_K^{-1}(Z) \qquad (4.37)$$

$T9^{-1}$:

$$Z=XI-\frac{1}{Z}, \qquad (4.38)$$

$$X=XI-\frac{X}{X^2+Y^2},$$

$$Y=\frac{Y}{X^2+Y^2}$$

$T8^{-1}$:
$$Z=CI.Z,\quad X=CI.X,\quad Y=CI.X \tag{4.39}$$

$T7^{-1}$:
$$Z=Z.e^{-i\frac{\pi}{2}},\quad X=Y,\quad Y=-X \tag{4.40}$$

$T6^{-1}$:
$$Z=Z^{\frac{2.AF4}{\pi}} \tag{4.41}$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{X^2+Y^2} \\ TE=ARCTG(Y/X) \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} R=R^{\frac{2.AF4}{\pi}} \\ TE=TE.\frac{2.AF4}{\pi} \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE) \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right.$$

$T5^{-1}$:
$$Z=Z.e^{i(\pi-AF4)}+C4,\quad X=-X.COS(AF4)-Y.SIN(AF4)+C4,\quad Y=X.SIN(AF4)-Y.COS(AF4) \tag{4.42}$$

$T4^{-1}$:
$$Z=Z^{\frac{AF3}{\pi}} \tag{4.43}$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{X^2+Y^2} \\ TE=ARCTG(Y/X) \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} R=R^{\frac{AF3}{\pi}} \\ TE=TE.\frac{AF3}{\pi} \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE) \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right.$$

$T3^{-1}$:
$$Z=Z.e^{iAF3}+C3,\quad X=X.COS(AF3)-Y.SIN(AF3)+C3,\quad Y=X.SIN(AF3)+Y.COS(AF3) \tag{4.44}$$

$T2^{-1}$:
$$Z=Z^{\frac{2.AF2}{\pi}}+C2 \tag{4.45}$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{X^2+Y^2} \\ TE=ARCTG(Y/X) \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} R=R^{\frac{2.AF2}{\pi}} \\ TE=TE.\frac{2.AF2}{\pi} \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE)+C2 \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right.$$

$T1^{-1}$:
$$Z=Z^{\frac{AF1}{\pi}}+C1 \tag{4.46}$$

$$\left[\begin{array}{l} R=\sqrt{X^2+Y^2} \\ TE=ARCTG(Y/X) \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} R=R\,\frac{AF1}{\pi} \\ TE=TE.\frac{AF1}{\pi} \end{array}\right. ;\quad \left[\begin{array}{l} X=R.COS(TE)+C1 \\ Y=R.SIN(TE) \end{array}\right.$$

Mişcarea rezultantă în planul fizic al zonei rotaţionale va fi o mişcare plană potenţială cu singularitatea logaritmică în punctul ZGA(figura 4.19).

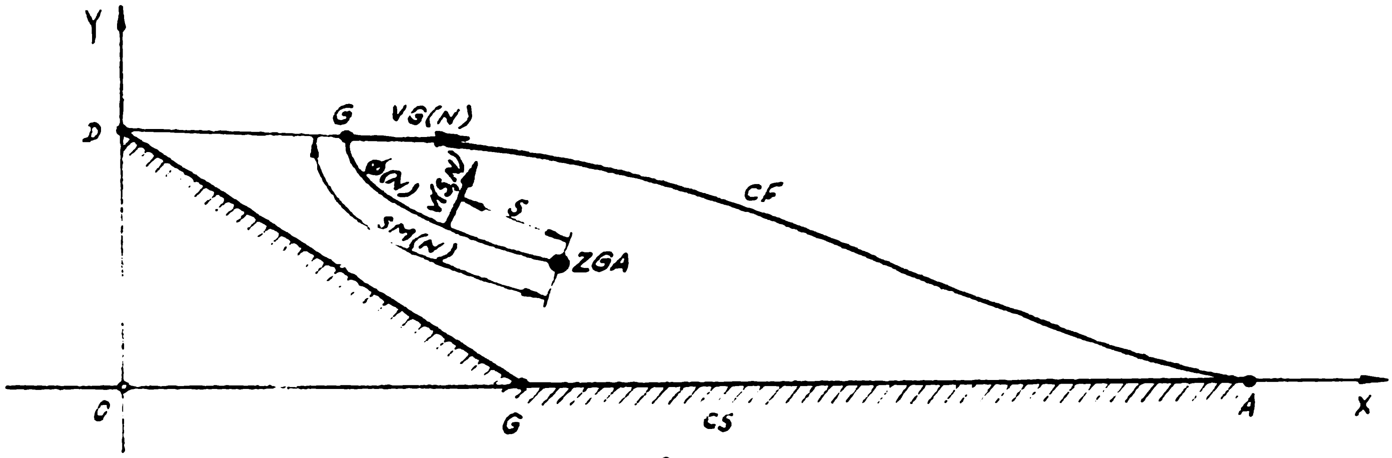


Fig. 4.19

Pentru o asemenea mişcare viteza descreşte de-a lungul unei linii echipotenţiale, din punctul ZGA de la valoarea ∞ la o valoare finită pe granița domeniului fluid. Acest model însă nu corespunde realităţii fizice. In realitate viteza în punctul ZGA are valoarea zero şi creşte spre granița domeniului fluid pînă la valoarea VG(N).

Pentru a construi familia de linii de curent corespunzătoare distribuţiei reale de viteze se admite ipoteza că viteza variază de-a-lungul unei linii echipotenţiale a mişcării potenţiale după legea:

$$V(S,N)=VG(N).\left(\frac{S}{SM(N)}\right)^{P(N)} \qquad (4.47)$$

Considerînd că liniile echipotenţiale ale mişcării potenţiale sînt curbe ortogonale la liniile de curent, corespunzătoare distribuţiei reale de viteză, debitele vor fi:

$$Q(N)=\int_{\substack{0\\ \phi(N)}}^{SM(N)} V(S,N).dS=\frac{VG(N)}{SM(N)^{P(N)}}\int_{\substack{0\\ \phi(N)}}^{SM(N)} S^{P(N)}.dS=\frac{VG(N).SM(N)}{1+P(N)} \qquad (4.48)$$

Admiţînd la început că:

$$P(N)=PM=1/8, \qquad (4.49)$$

debitele vor fi:

$$Q(N)=\frac{VG(N).SM(N)}{1+PM} \qquad (4.50)$$

Avînd în vedere că debitul trebuie să aibă aceeaşi valoare pentru toate liniile ortogonale, iar exponentul P(N) trebuie să fie pozitiv, pentru ca viteza să fie egală cu zero cînd S=0, rezultă:

$$Q=MINIM(Q(N)), \qquad G \in (CFUCS) \qquad (4.51)$$

Valorile exponenţilor P(N) pentru liniile ortogonale corespunzătoare vor fi:

$$P(N)=\frac{VG(N).SM(N)}{Q}-1 \qquad (4.52)$$

Debitul prin porţiunea de linie ortogonală de lungime S este:

$$Q(S,N)=\int_{0}^{S} V(S,N)dS=\frac{VG(N)}{SM(N)^{P(N)}}\cdot\int_{0}^{S} S^{P(N)}dS=\frac{VG(N)}{SM(N)}\,\frac{S^{P(N)+1}}{1+P(N)} \qquad (4.53)$$
$$\phi(N) \qquad\qquad \phi(N)$$

Pentru a obţine o familie de linii de curent cu debite egale între linii, Q(S,N) se pune sub forma:

$$Q(S,N)=\frac{K-1}{M}\,Q,$$

$$\frac{K-1}{M}Q=\frac{VG(N)}{SM(N)}\,\frac{S(K,N)^{P(N)+1}}{1+P(N)}$$

Coordonatele curbilinii ale punctelor noii reţele se calculează cu formula:

$$S(K,N)=\left(\frac{(K-1).Q.(1+P(N)).SM(N)}{M.VG(N)}^{P(N)}\right)^{\frac{1}{P(N)+1}} \qquad (4.54)$$

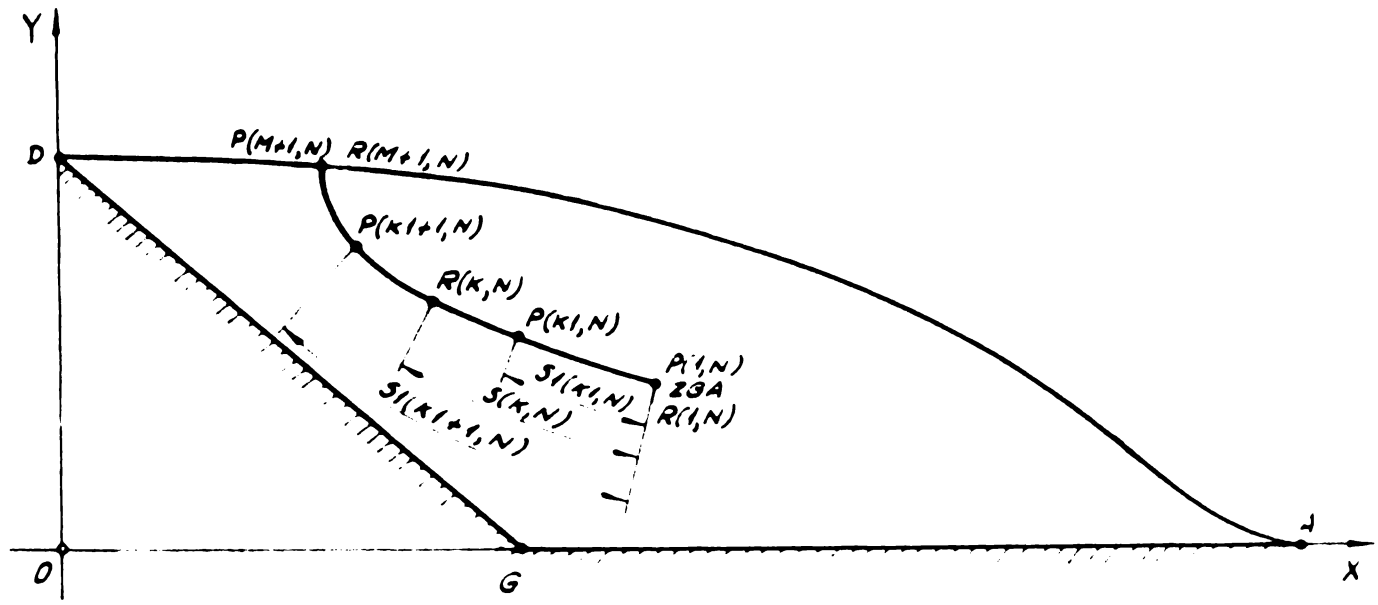


Fig 4.20

Pentru calculul coordonatelor carteziene ale rețelei mișcării rotaționale, prima dată se calculează coordonatele curbilinii ale rețelei mișcării potențiale:

$$S1(1,N)=0; \tag{4.55}$$

$$S1(K1,N)=S1(K1-1,N)+\sqrt{(X(K1,N)-X(K1-1,N))^2+(Y(K1,N)-Y(K1-1,N))^2} \tag{4.56}$$

$$K1 \in [2,M+1]$$

Punctul R(K,N) fiind situat între punctele P(K1,N) și P(K1+1,N):

$$S1(K1,N) < S(K,N) < S1(K1+1,N)$$

Coordonatele carteziene ale punctului R(K,N) se calculează cu formulele:

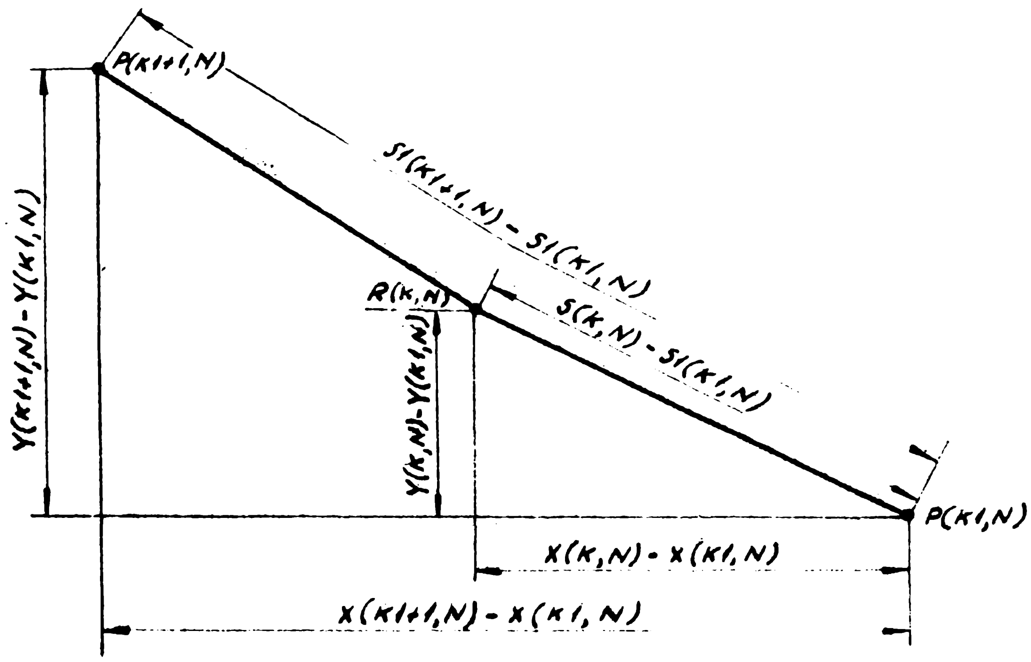


Fig. 4.21

$$\frac{X(K,N)-X(K1,N)}{X(K1+1,N)-X(K1,N)} = \frac{S(K,N)-S1(K1,N)}{S1(K1+1,N)-S1(K1,N)}$$

$$X(K,N)=X(K1,N)+\frac{S(K,N)-S1(K1,N)}{S1(K1+1,N)-S1(K1,N)}\cdot(X(K1+1,N)-X(K1,N)); \tag{4.57}$$

$$\frac{Y(K,N)-Y(K1,N)}{Y(K1+1,N)-Y(K1,N)} = \frac{S(K,N)-S1(K1,N)}{S1(K1+1,N)-S1(K1,N)},$$

$$Y(K,N)=Y(K1,N)+\frac{S(K,N)-S1(K1,N)}{S1(K1+1,N)-S1(K1,N)}\cdot(Y(K1+1,N)-Y(K1,N)) \tag{4.58}$$

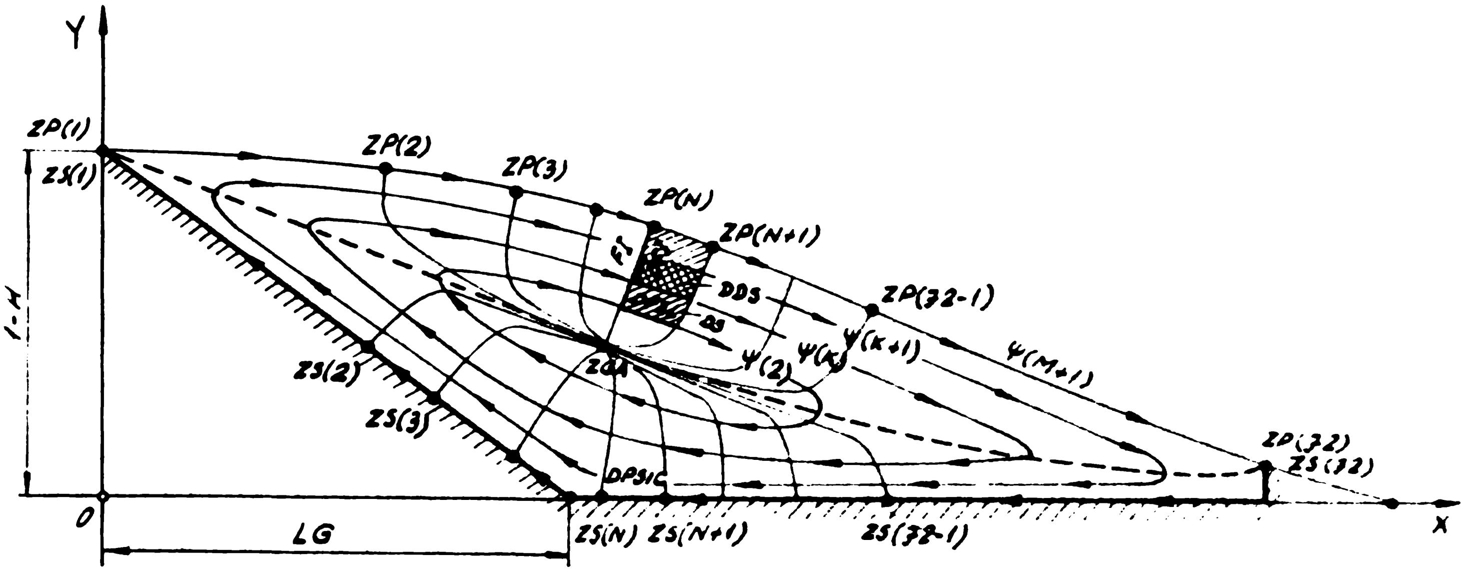


Fig. 4.22

Cîmpul de viteză în zona rotaţională se determină cu ajutorul următoarelor formule:

$$VX(K,N)=\frac{DQ.(Y(K+1,N)-Y(K,N))}{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2};\quad (4.59)$$

$$VY(K,N)=-\frac{DQ(X(K+1,N)-X(K,N))}{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2};\quad (4.60)$$

$$V(K,N)=\sqrt{VX(K,N)^2+VY(K,N)^2}\quad (4.61)$$

Calculele arată că în interiorul liniei de curent $\psi(2)$ vitezele sînt neglijabile, din care cauză această zonă se poate considera ca zonă "moartă" din punct de vedere a mişcării.

In vederea calculării distribuţiei reale de presiune este necesară cunoaşterea următoarelor funcţii:

$$FI(N)=\int_{\psi(2)}^{\psi(M+1)} dFI=\sum_{K=2}^{M} DFI(K,N),$$

$$FI(N)=\sum_{K=2}^{M}\sqrt{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2};\quad (4.62)$$

$$DS(N)=\int_{\psi(2)}^{\psi(M+1)} dFI.dPSI=\sum_{K=2}^{M} DFI(K,N).DPSI(K,N),$$

$$DS(N)=\sum_{K=2}^{M}\frac{\sqrt{(X(K+1,N)-X(K,N))^2+(Y(K+1,N)-Y(K,N))^2}}{\sqrt{(X(K,N+1)-X(K,N))^2+(Y(K,N+1)-Y(K,N))^2}} \quad (4.63)$$

Funcţiile FI(N) şi DS(N) se calculează atît pentru zona mişcării directe (domeniul ZP(1)-ZP(N)-ZP(J2)-ZGA-ZP(1)), cît şi pentru zona mişcării inverse (domeniul ZS(1)-ZGA-ZS(J2)-ZS(N)-ZS(1)).

Pentru zona mişcării inverse se mai calculează şi funcţia:

$$DPSIC(N)=\sqrt{(X(M+1,N+1)-X(M+1,N))^2+(Y(M+1,N+1)-Y(M+1,N))^2} \quad (4.64)$$

Pentru calculul distribuţiei reale de presiune este de asemenea necesară cunoaşterea ariei zonei rotaţionale. Această arie va fi:

$$S=\int_{CF} Y.dX-\int_{CS} Y.dX$$

Aproximînd integrala pe conturul fluid prin sumă, rezultă:

$$S=\frac{1}{2}\sum_{L=1}^{J2-1}(YP(L+1)+YP(L)).(XP(L+1)-XP(L))-\frac{1}{2}LG.(1-H) \quad (4.65)$$

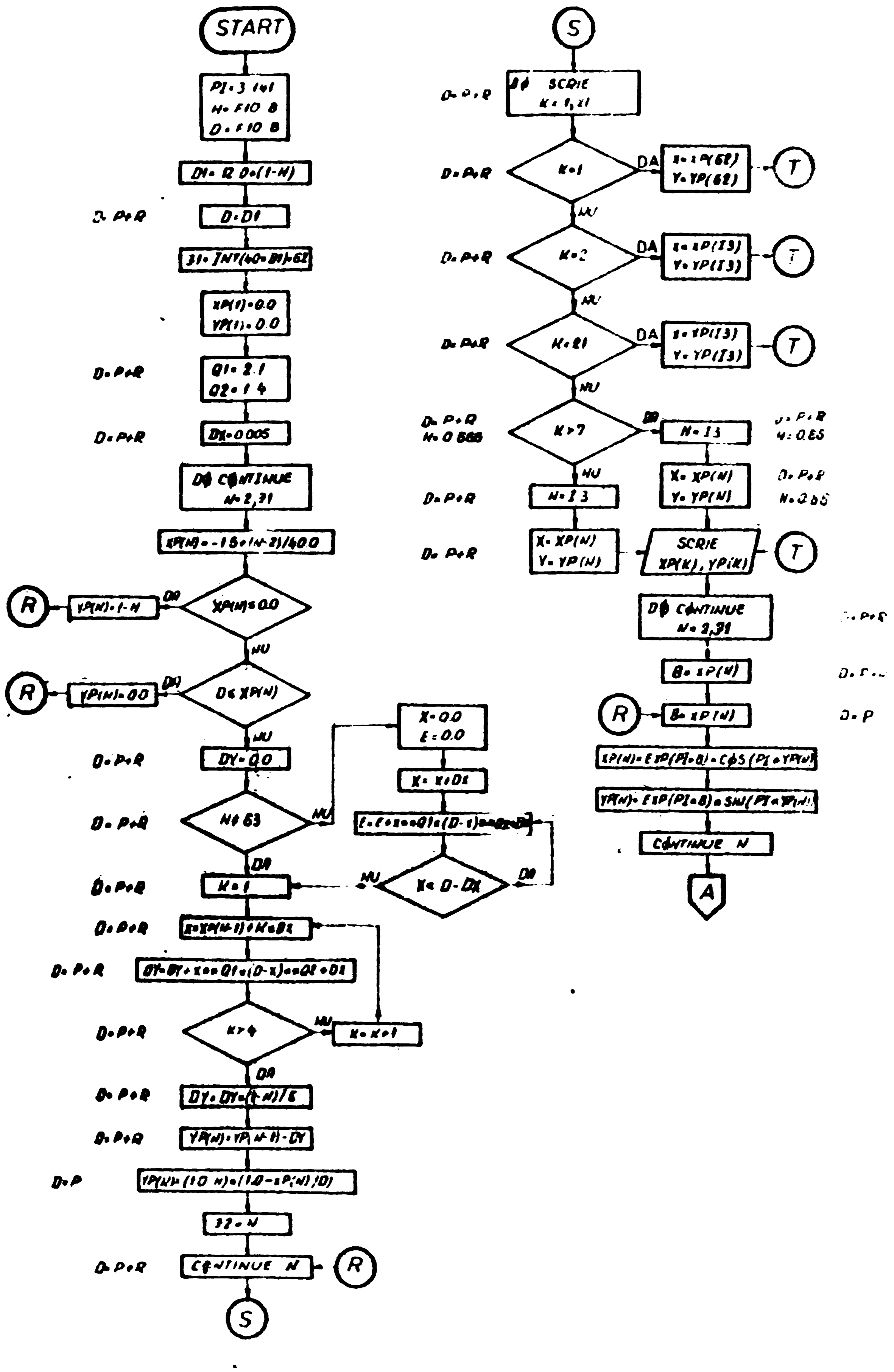
Modele matematice prezentate au fost transpuse în limbajul FORTRAN, calculele efectuîndu-se pe un calculator FELIX C-256.

Schema logică, care a servit ca bază pentru realizarea programului de calcul este prezentată în cadrul capitolului V, paragraful 5.2.

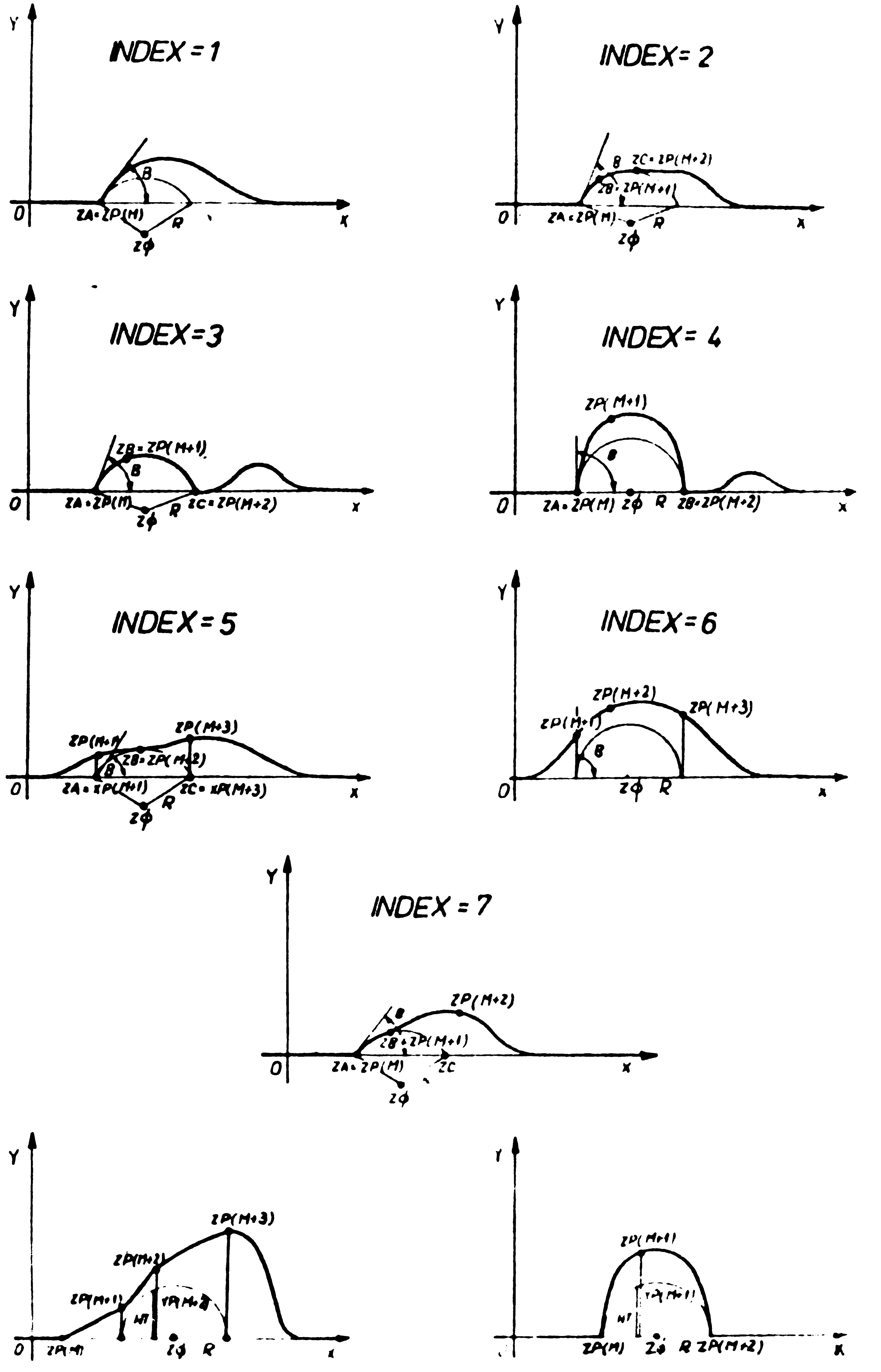
CAPITOLUL V

SCHEME LOGICE PENTRU STUDIUL MISCARII FLUIDULUI IDEAL INSCOMPRESIBIL IN SEMIDIFUZOARE PLANE

5.1 SCHEMA LOGICĂ - ZONA MIŞCĂRII POTENŢIALE



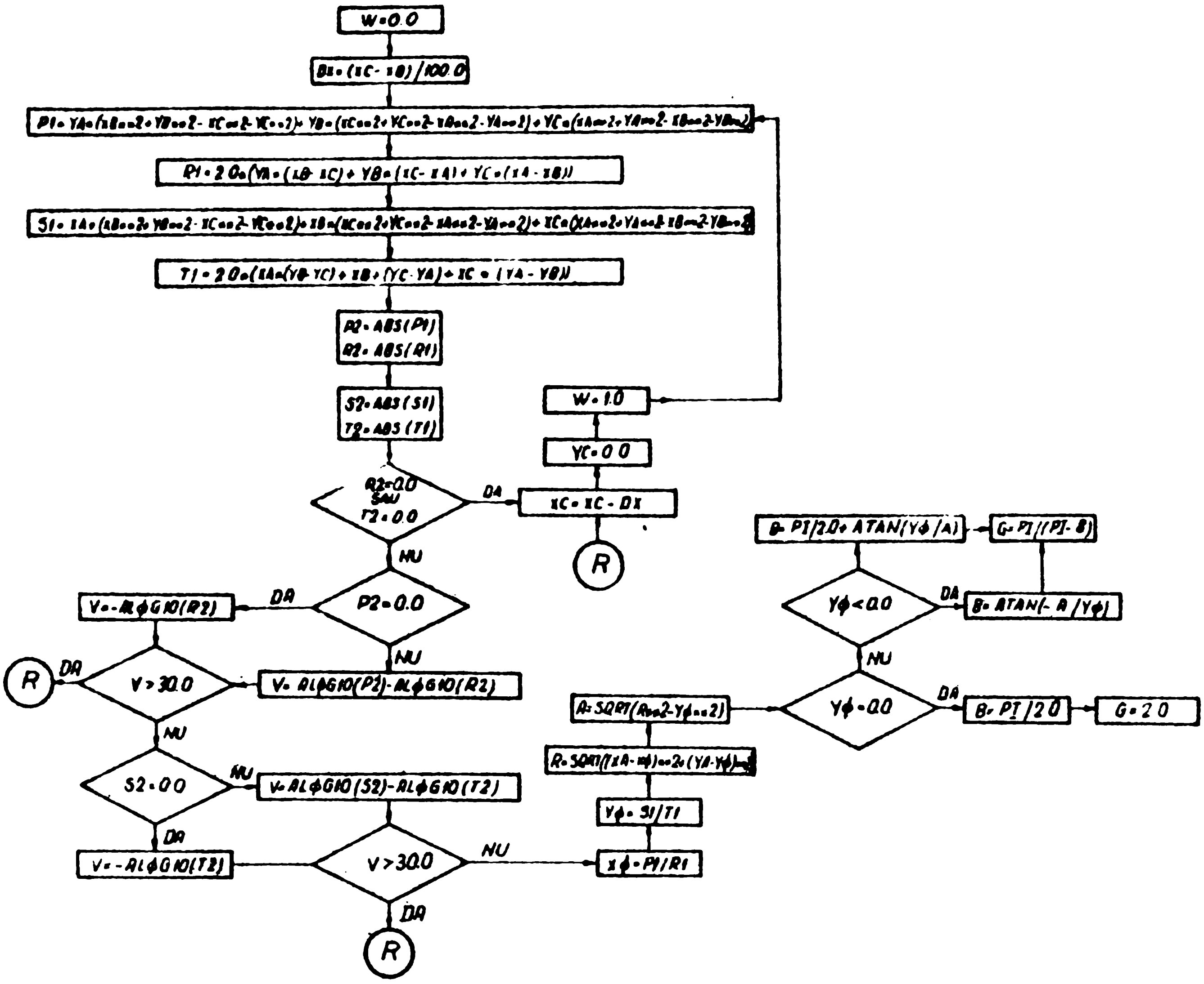
BUPT



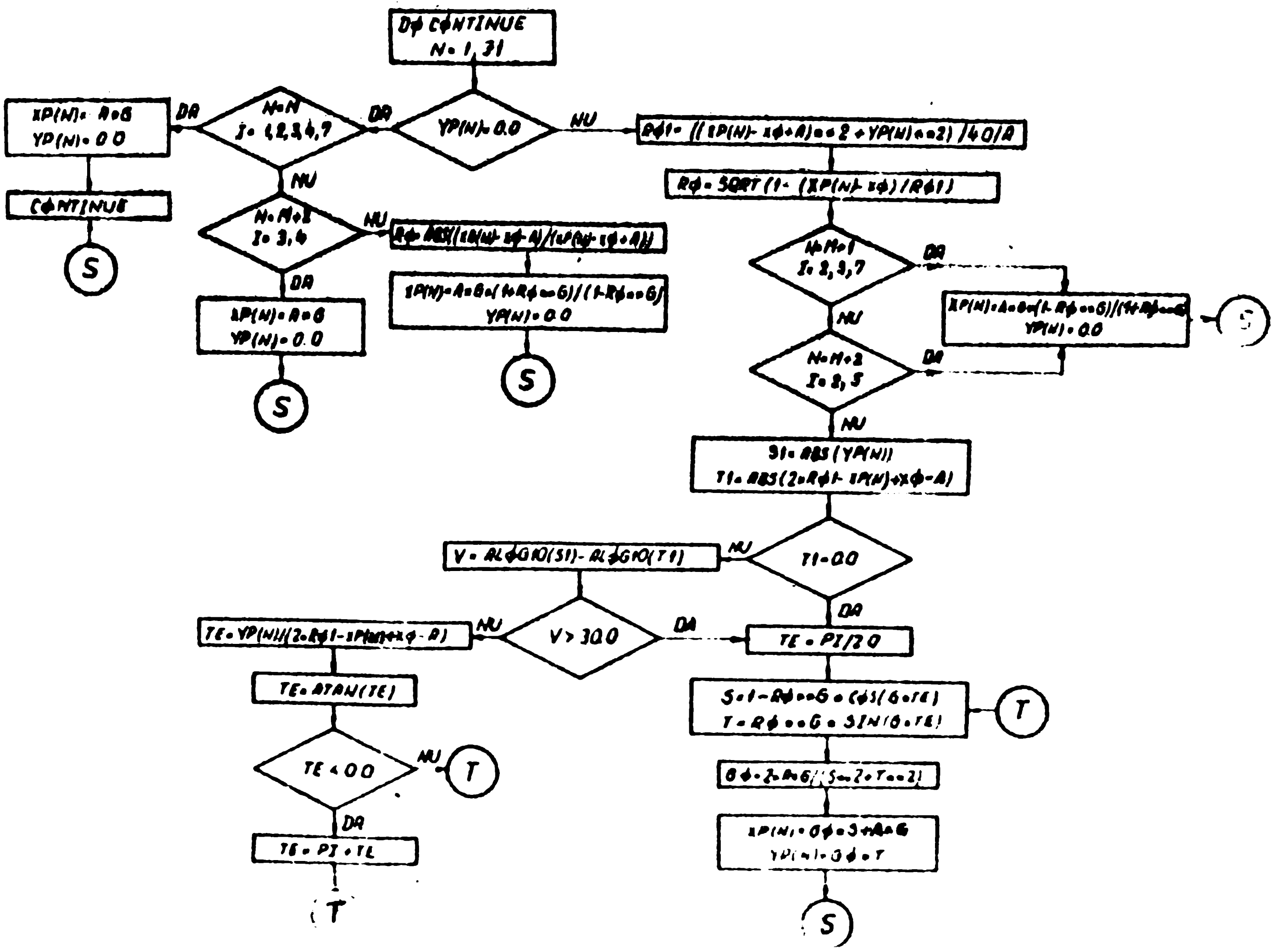
$HT = \sqrt{(XP(M+3)-XP(M+2))*(XP(M+2)-XP(M+1))}$

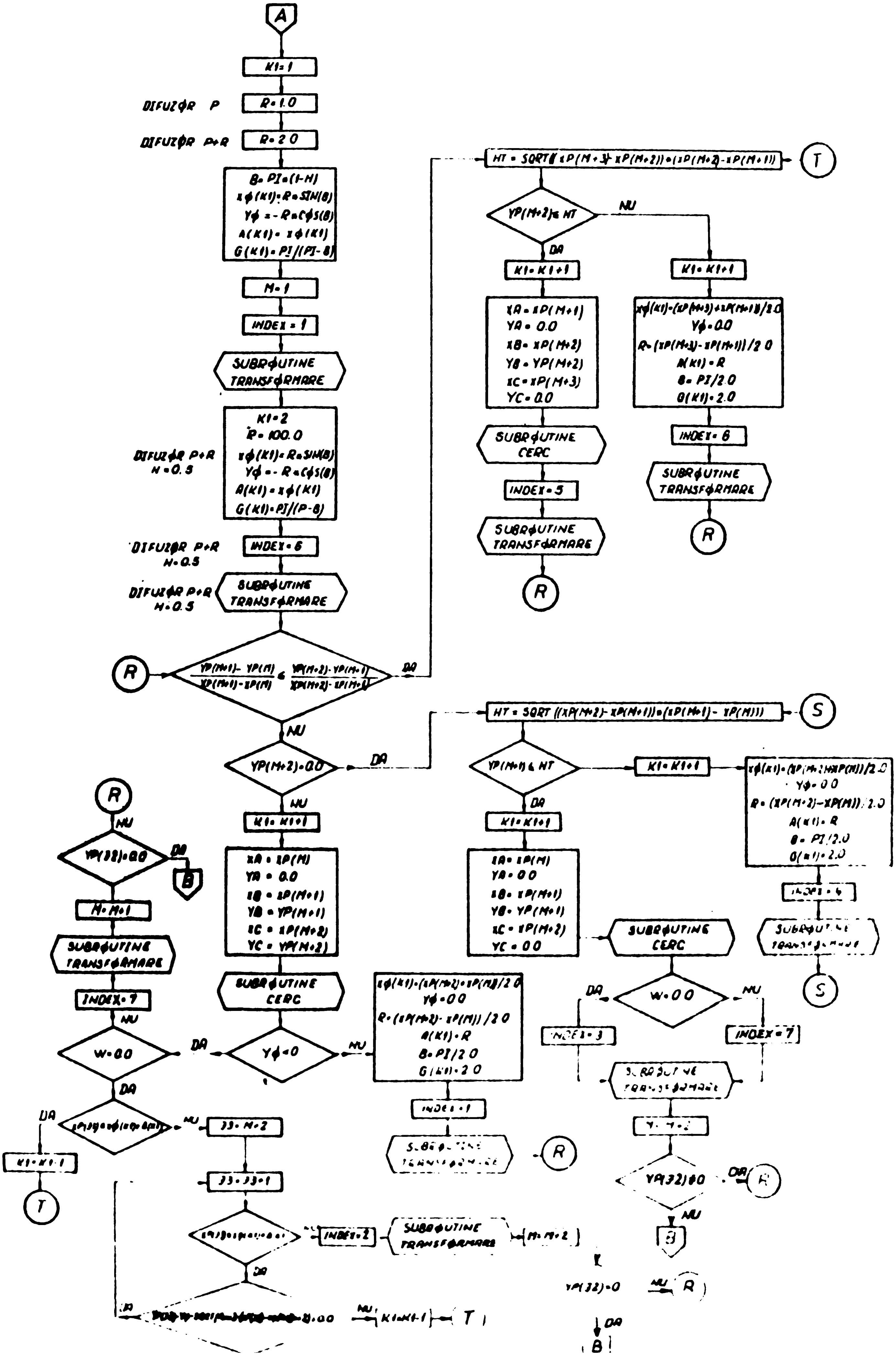
$HT = \sqrt{(XP(M+2)-XP(M+1))*(XP(M+1)-XP(M))}$

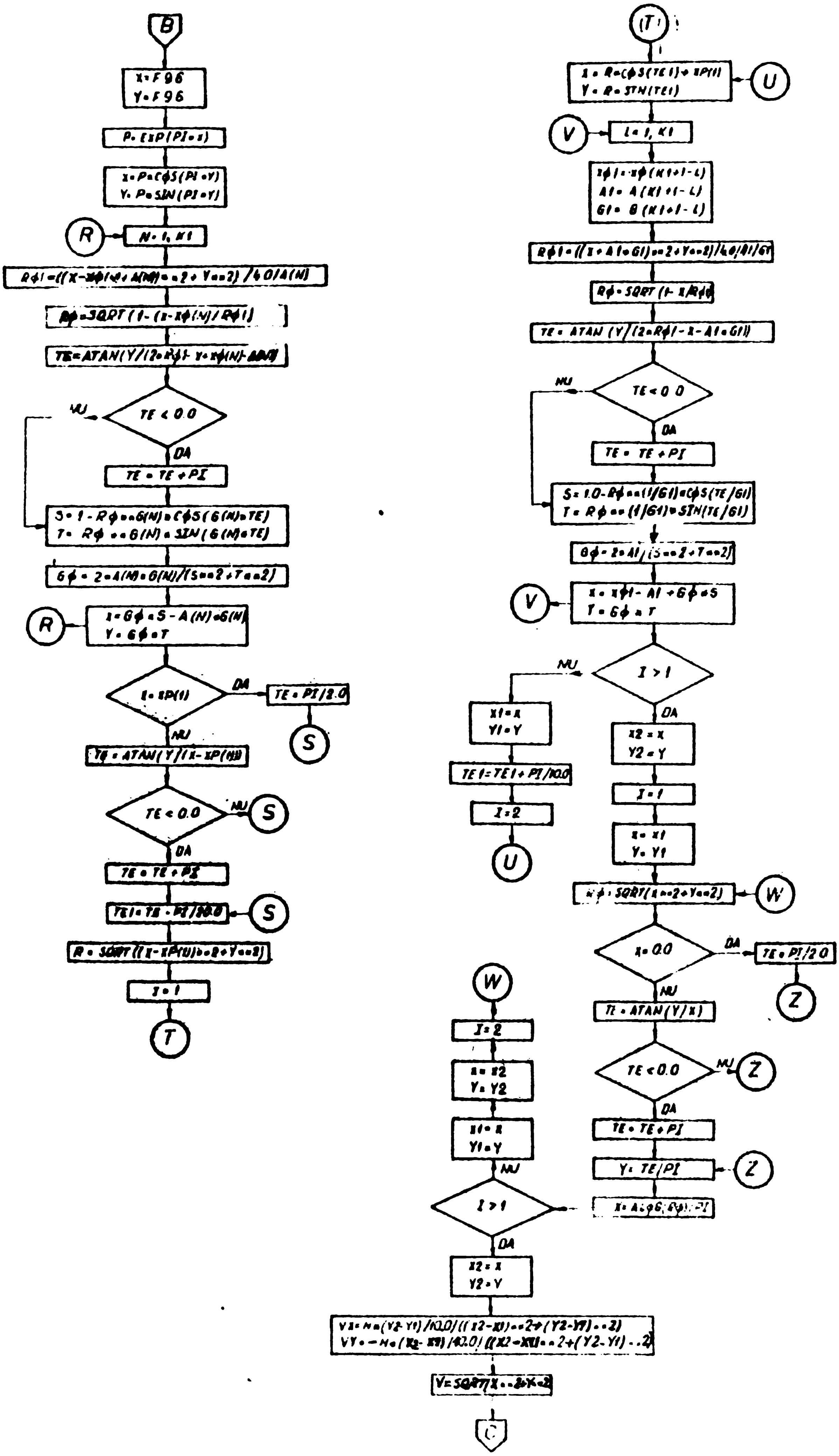
SUBROUTINE CERC

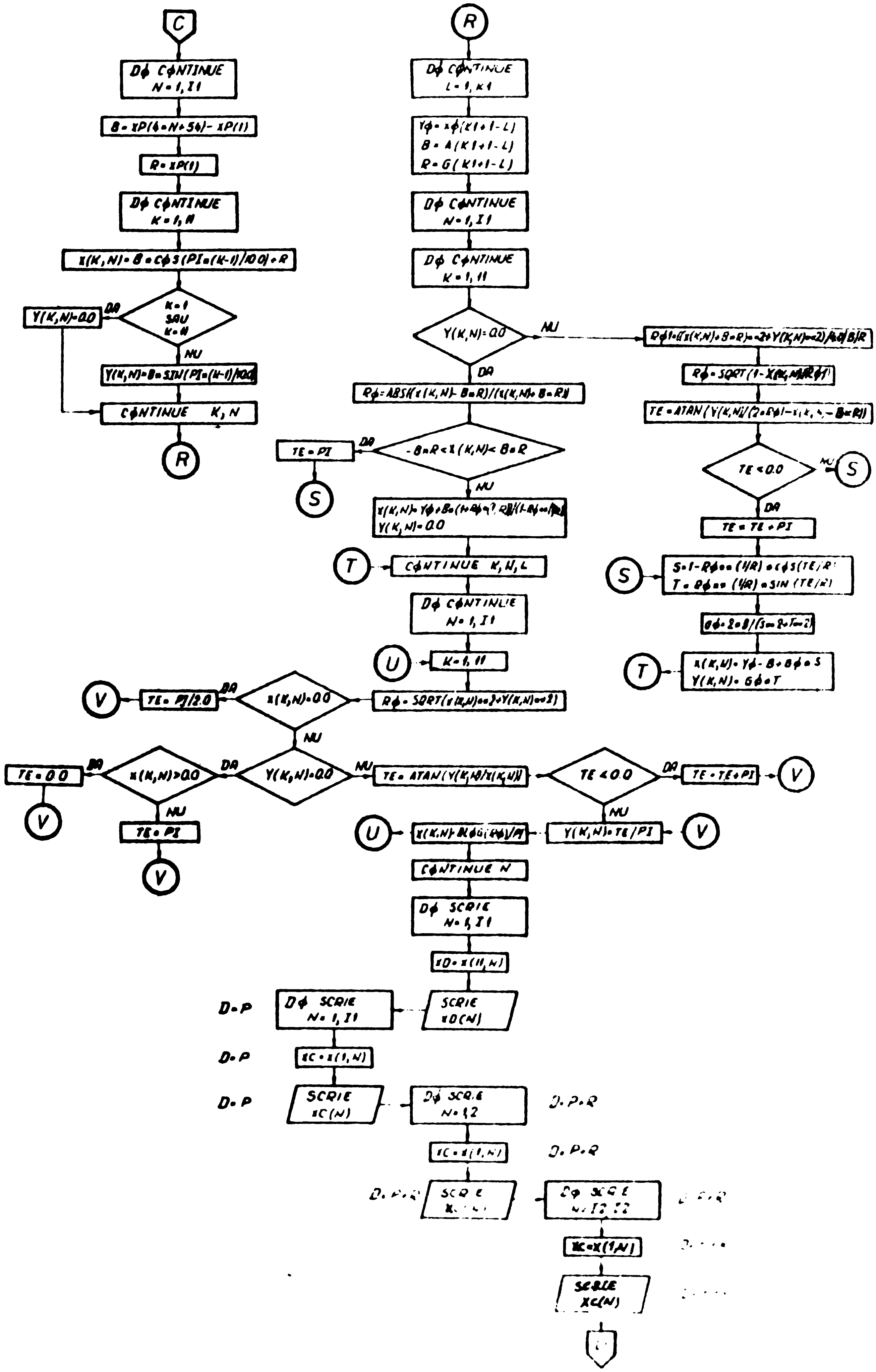


SUBROUTINE TRANSFORMARE

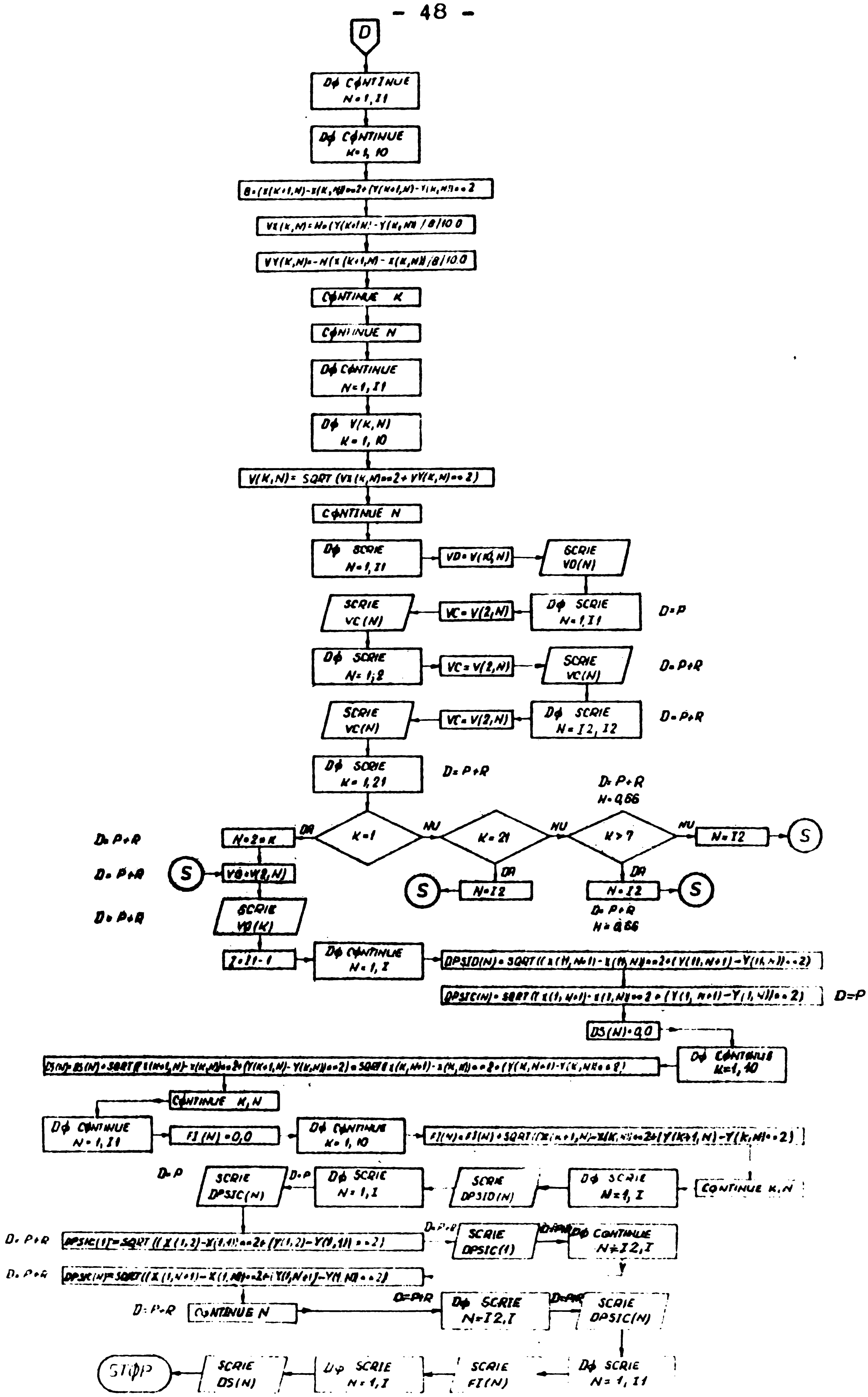



A
KI=1
DIFUZØR P
R=1.0
DIFUZØR P+R
R=2.0
B=PI*(1-H)
Xø(KI)=R*SIN(B)
Yø=-R*CØS(B)
A(KI)=Xø(KI)
G(KI)=PI/(PI-B)
M=1
INDEX=1
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
KI=2
R=100.0
DIFUZØR P+R H=0.5
Xø(KI)=R*SIN(B)
Yø=-R*CØS(B)
A(KI)=Xø(KI)
G(KI)=PI/(P-B)
DIFUZØR P+R H=0.5
INDEX=6
DIFUZØR P+R H=0.5
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
HT=SQRT((XP(M+3)-XP(M+2))*(XP(M+2)-XP(M+1)))
T
YP(M+2)≤HT
NU
DA
KI=KI+1
KI=KI+1
XA=XP(M+1)
YA=0.0
XB=XP(M+2)
YB=YP(M+2)
XC=XP(M+3)
YC=0.0
Xø(KI)=(XP(M+3)+XP(M+1))/2.0
Yø=0.0
R=(XP(M+3)-XP(M+1))/2.0
A(KI)=R
B=PI/2.0
G(KI)=2.0
SUBRØUTINE CERC
INDEX=8
INDEX=5
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
R
R
R
(YP(M+1)-YP(M))/(XP(M+1)-XP(M)) ≤ (YP(M+2)-YP(M+1))/(XP(M+2)-XP(M+1))
DA
HT=SQRT((XP(M+2)-XP(M+1))*(XP(M+1)-XP(M)))
S
NU
YP(M+2)=0.0
DA
YP(M+1)≤HT
KI=KI+1
R
NU
YP(32)=0.0
DA
B
KI=KI+1
KI=KI+1
M=M+1
XA=XP(M)
YA=0.0
XB=XP(M+1)
YB=YP(M+1)
XC=XP(M+2)
YC=YP(M+2)
XA=XP(M)
YA=0.0
XB=XP(M+1)
YB=YP(M+1)
XC=XP(M+2)
YC=0.0
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
SUBRØUTINE CERC
INDEX=7
SUBRØUTINE CERC
Xø(KI)=(XP(M+2)+XP(M))/2.0
Yø=0.0
R=(XP(M+2)-XP(M))/2.0
A(KI)=R
B=PI/2.0
G(KI)=2.0
S
W=0.0
DA
Yø=0
NU
DA
W=0.0
NU
INDEX=3
INDEX=7
INDEX=1
DA
NU
JJ=M+2
KI=KI+1
T
R
YP(32)=0
DA
R
B
NU
JJ=JJ+1
INDEX=2
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
M=M+2
DA
YP(32)=0
NU
R
DA
B
DA
NU
KI=KI+1
T

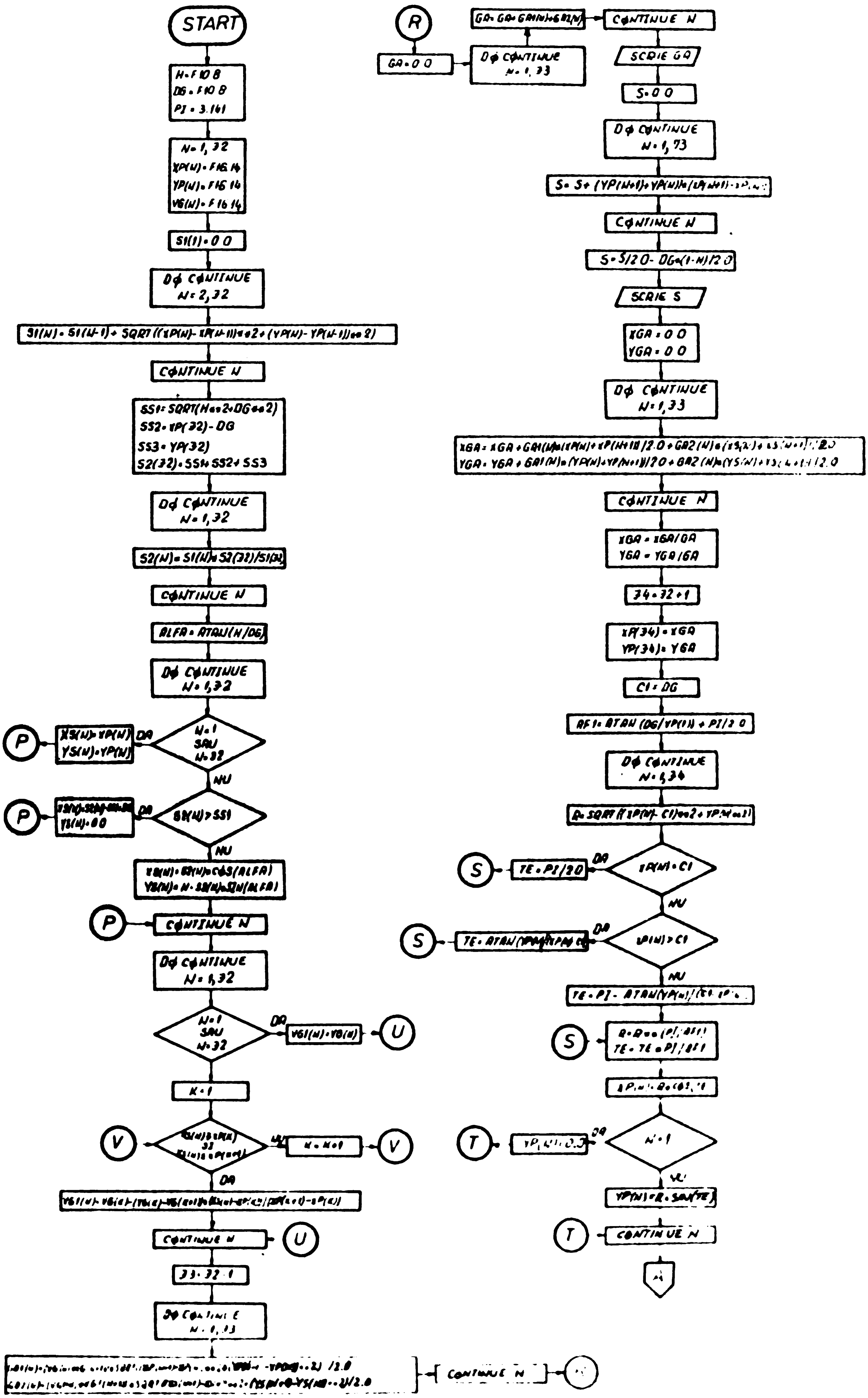

B
X=F96
Y=F96
P=EXP(PI*X)
X=P*COS(PI*Y)
Y=P*SIN(PI*Y)
R
N=1,K1
TE<0.0
NU
DA
TE=TE+PI
DA
TE=PI/2.0
S
NU
TE<0.0
NU
S
DA
TE=TE+PI
S
I=1
T
T
U
V
L=1,K1
TE<0.0
NU
DA
TE=TE+PI
V
I>1
NU
DA
X1=X
Y1=Y
X2=X
Y2=Y
I=2
U
I=1
X=X1
Y=Y1
W
X=0.0
DA
TE=PI/2.0
Z
NU
TE=ATAN(Y/X)
TE<0.0
NU
Z
DA
TE=TE+PI
Y=TE/PI
Z
W
I=2
X=X2
Y=Y2
X1=X
Y1=Y
NU
I>1
DA
X2=X
Y2=Y
C

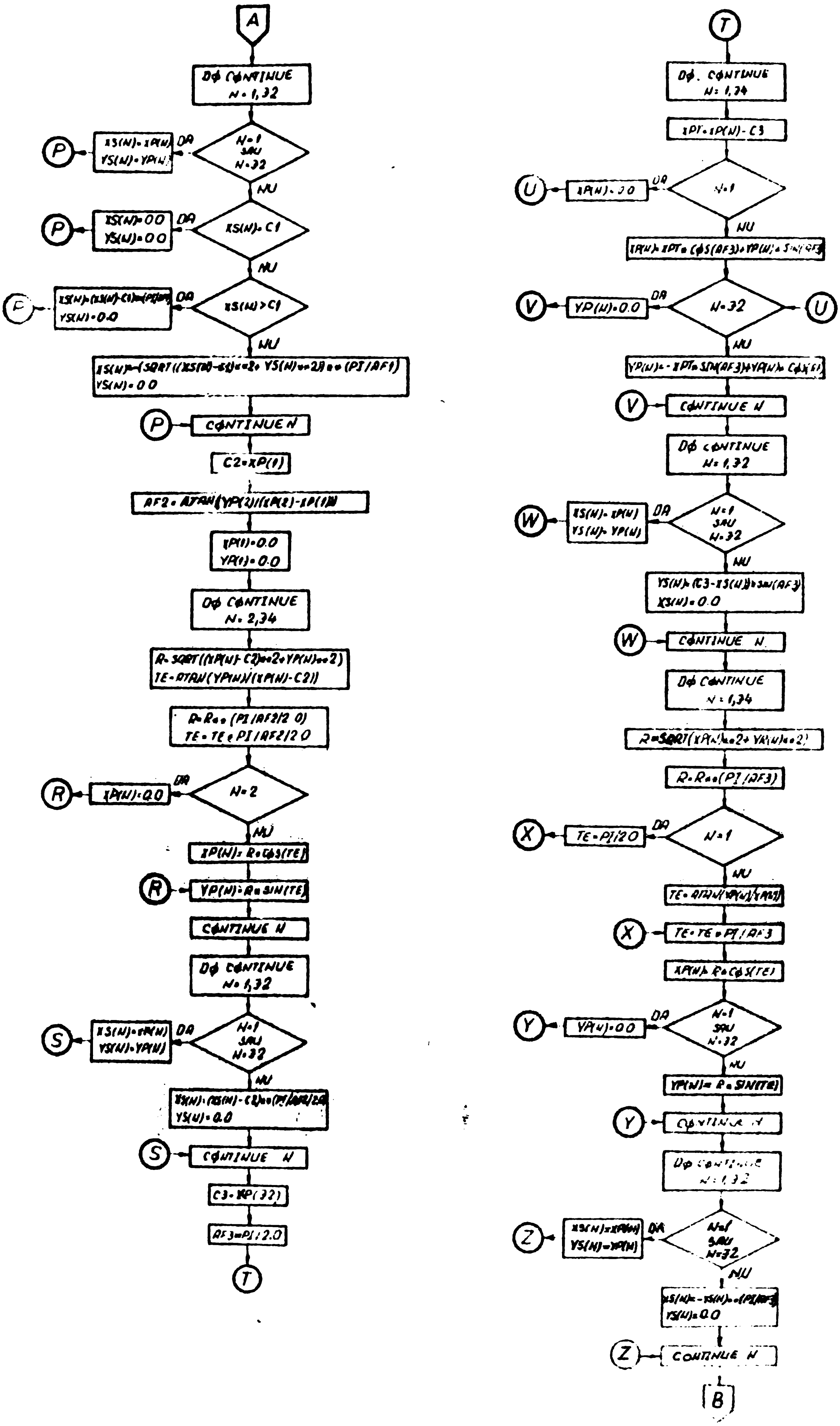


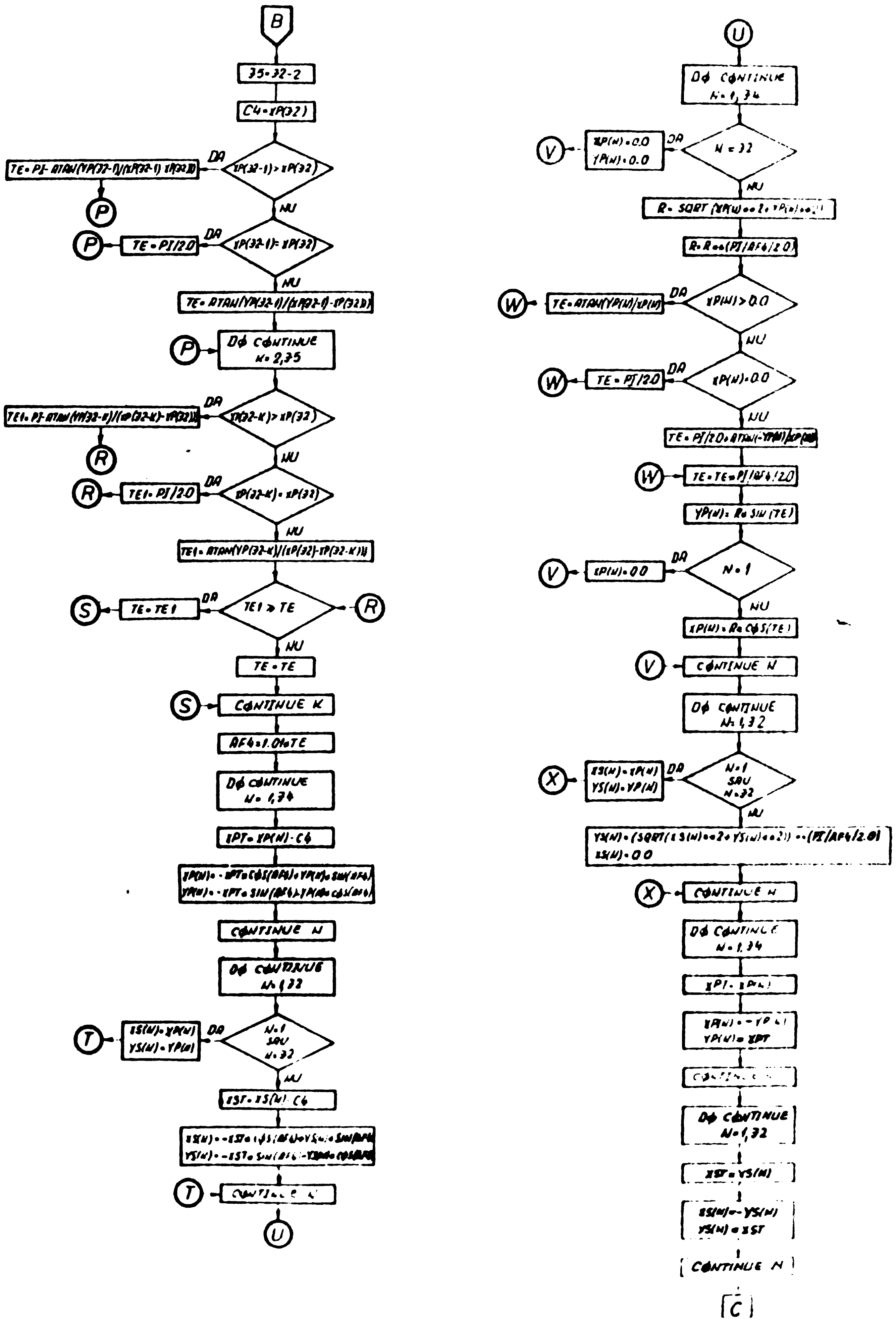
DØ CØNTINUE N=1,I1
B=XP(4*N+54)-XP(1)
R=XP(1)
DØ CØNTINUE K=1,N
X(K,N)=B*CØS(PI*(K-1)/100)+R
K=1 SAU K=N
DA
NU
Y(K,N)=0.0
CØNTINUE K,N
DØ CØNTINUE L=1,K1
DØ CØNTINUE N=1,I1
DØ CØNTINUE K=1,11
Y(K,N)=0.0
TE=PI
TE<0.0
TE=TE+PI
CØNTINUE K,N,L
DØ CØNTINUE N=1,I1
K=1,11
X(K,N)=0.0
TE=PI/2.0
TE=0.0
X(K,N)>0.0
Y(K,N)=0.0
TE=PI
TE<0.0
TE=TE+PI
Y(K,N)=TE/PI
CØNTINUE N
DØ SCRIE N=1,I1
D=P
DØ SCRIE N=1,I1
SCRIE
SCRIE XC(N)


D
DΦ CΦNTINUE N=1,I1
DΦ CΦNTINUE K=1,10
CΦNTINUE K
CΦNTINUE N
DΦ CΦNTINUE N=1,I1
DΦ V(K,N) K=1,10
CΦNTINUE N
DΦ SCRIE N=1,I1
SCRIE VD(N)
SCRIE VC(N)
DΦ SCRIE N=1,I2
DΦ SCRIE N=I2,I2
DΦ SCRIE K=1,21
DA
NU
S
STΦP

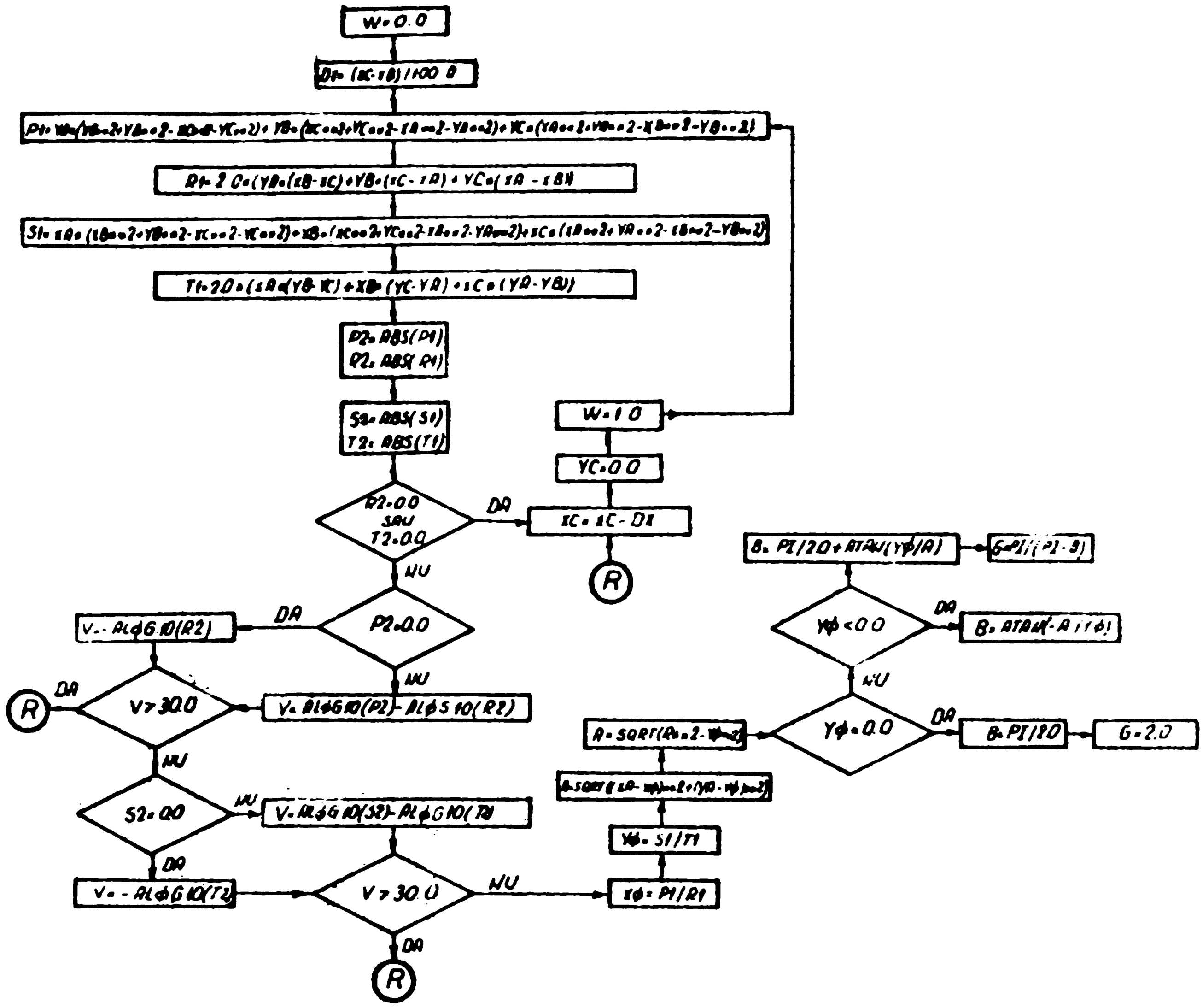
5.2 SCHEMA LOGICĂ–ZONA MIŞCĂRII ROTAŢIONALE



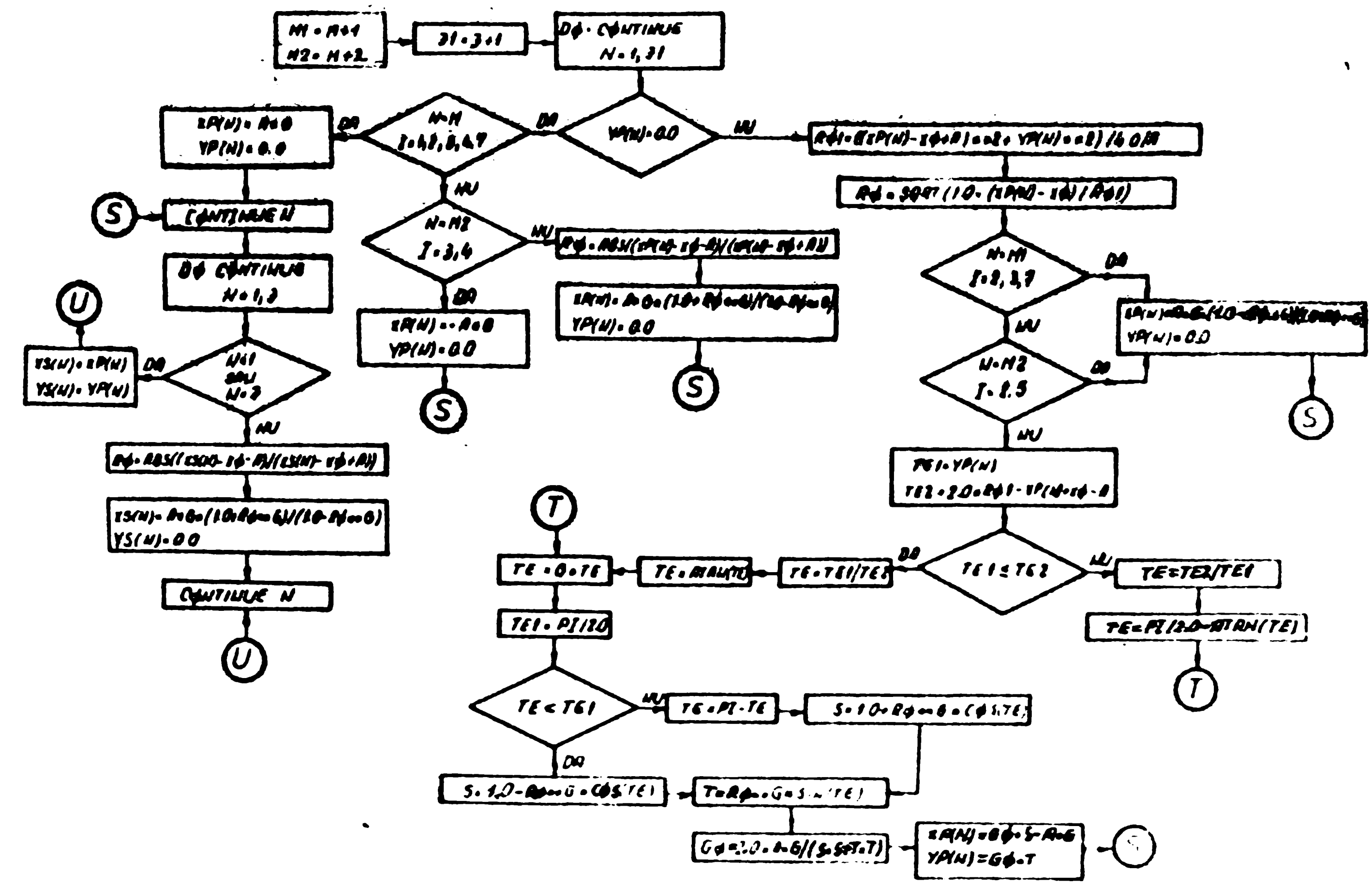

A
DØ CONTINUE N=1,32
N=1 SAU N=32
DA
NU
XS(N)=XP(N) YS(N)=YP(N)
XS(N)=C1
XS(N)=0.0 YS(N)=0.0
XS(N)>C1
YS(N)=0.0
CONTINUE N
C2=XP(1)
XP(1)=0.0 YP(1)=0.0
DØ CONTINUE N=2,34
N=2
XP(N)=0.0
XP(N)=R*CØS(TE)
YP(N)=R*SIN(TE)
CONTINUE N
DØ CONTINUE N=1,32
YS(N)=0.0
CONTINUE N
C3=XP(32)
AF3=PI/2.0
T
DØ CONTINUE N=1,34
XPT=XP(N)-C3
N=1
XP(N)=0.0
N=32
YP(N)=0.0
DØ CONTINUE N=1,32
XS(N)=XP(N) YS(N)=YP(N)
XS(N)=0.0
DØ CONTINUE N=1,34
R=R*(PI/AF3)
TE=PI/2.0
TE=TE*PI/AF3
XP(N)=R*CØS(TE)
YP(N)=0.0
YP(N)=R*SIN(TE)
CONTINUE N
DØ CONTINUE N=1,32
CONTINUE N
B

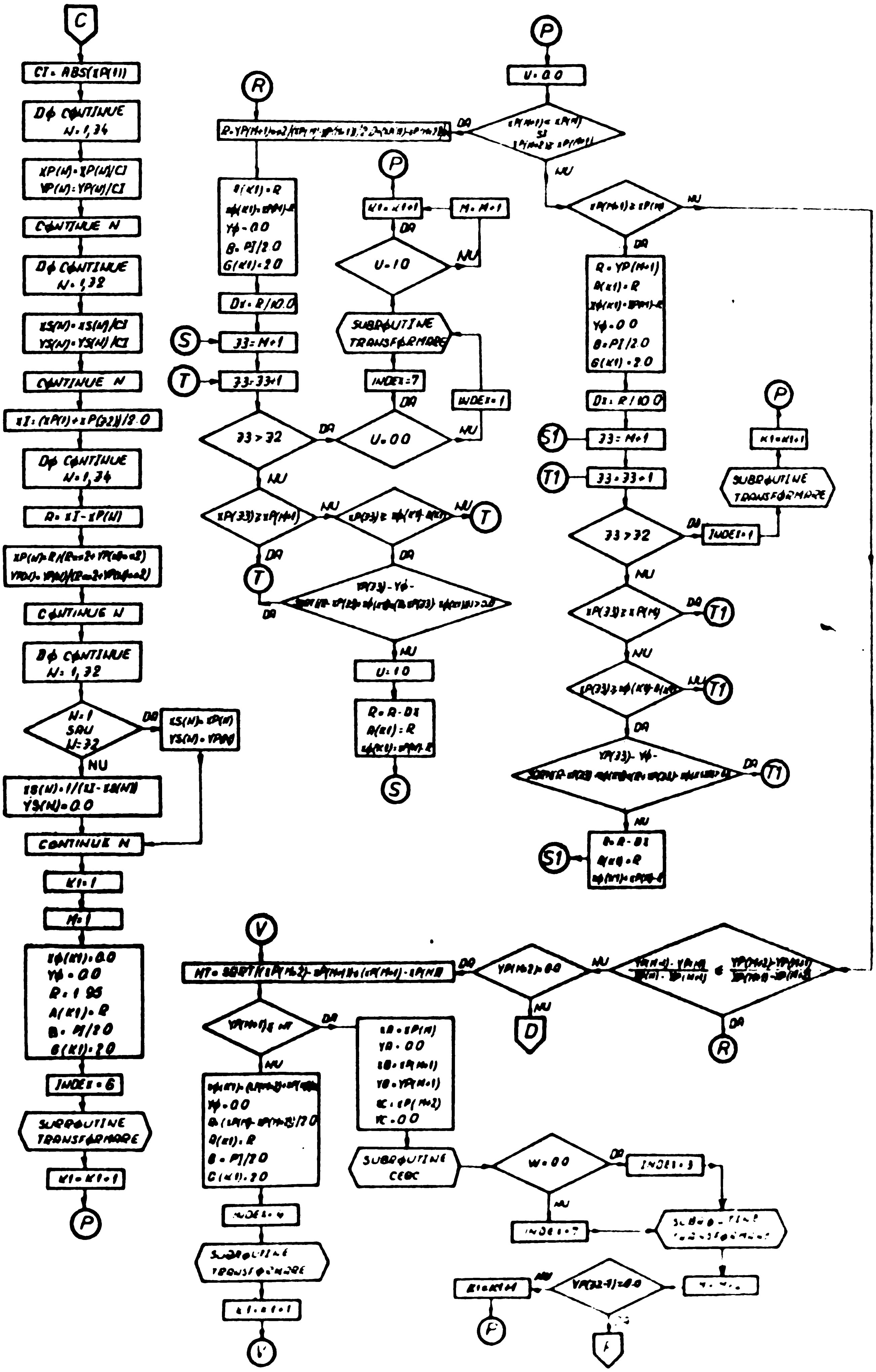

B
35=32-2
C4=XP(32)
DA
NU
P
R
S
T
U
V
W
X
C
DO CONTINUE N=1,34
DO CONTINUE N=2,35
DO CONTINUE N=1,32
CONTINUE K
CONTINUE N
AF4=1.01*TE
TE=PI/2.0
TE1=PI/2.0
TE1>TE
TE=TE
TE=TE1
N=32
N=1
R=SQRT(XP(N)**2+YP(N)**2)
XP(N)>0.0
XP(N)=0.0
XP(N)=0.0
YP(N)=0.0
YP(N)=R*SIN(TE)
XP(N)=R*COS(TE)
XS(N)=XP(N)
YS(N)=YP(N)
XS(N)=0.0
XST=YS(N)
YS(N)=XST

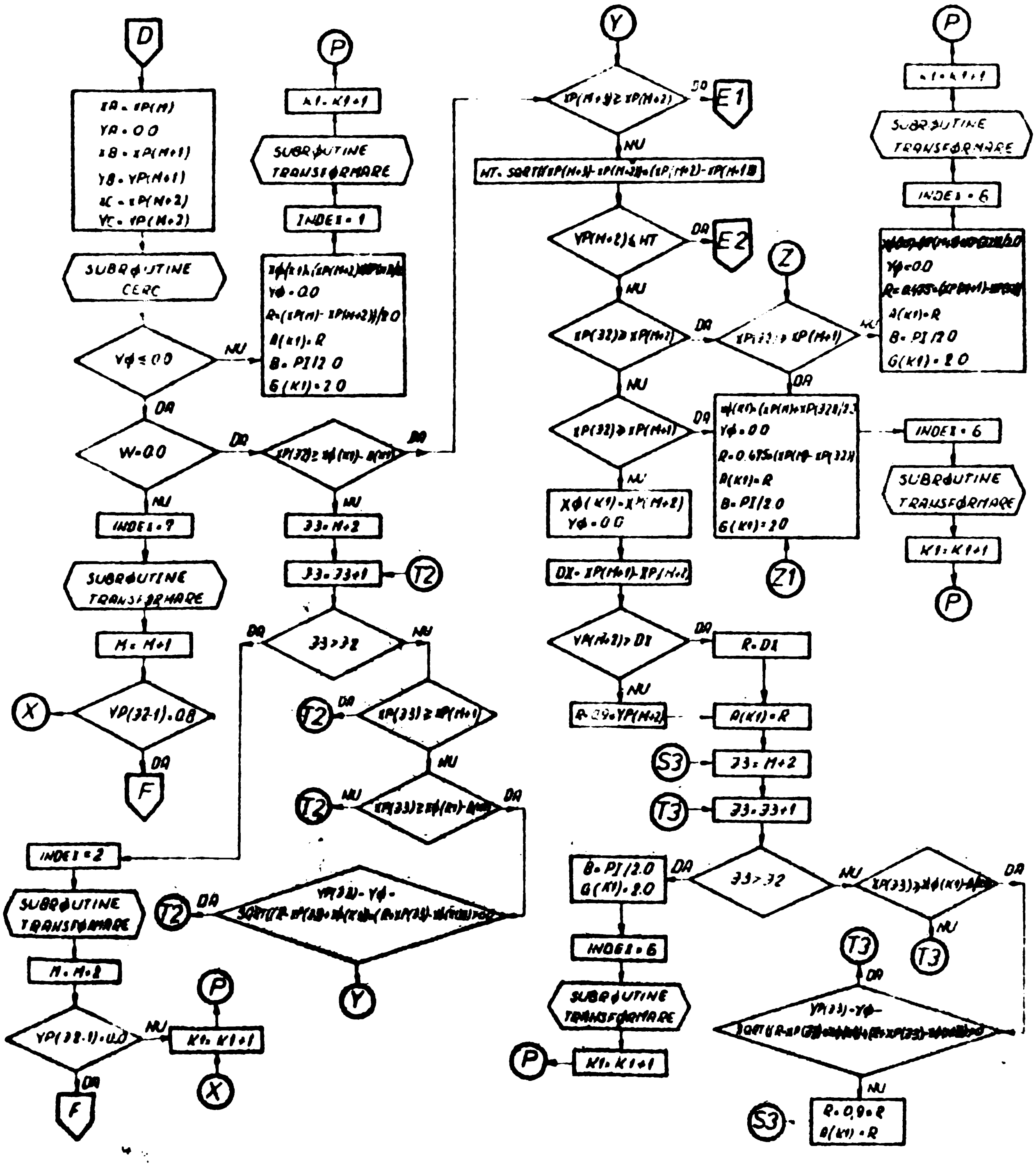
SUBROUTINE CERC

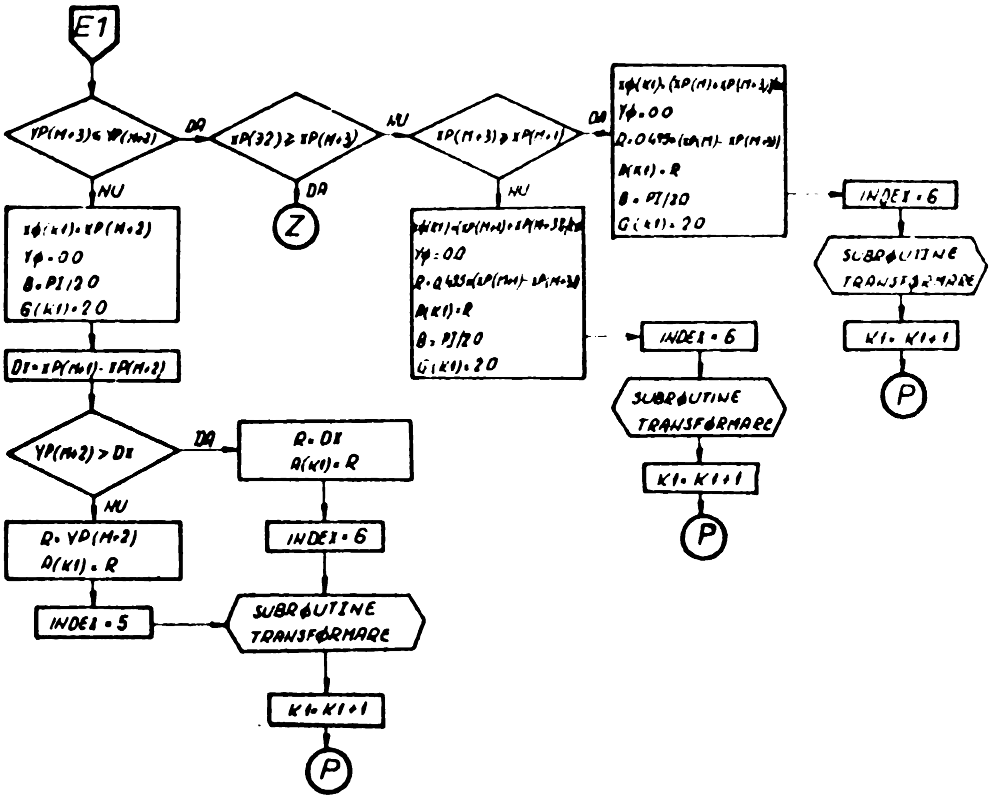


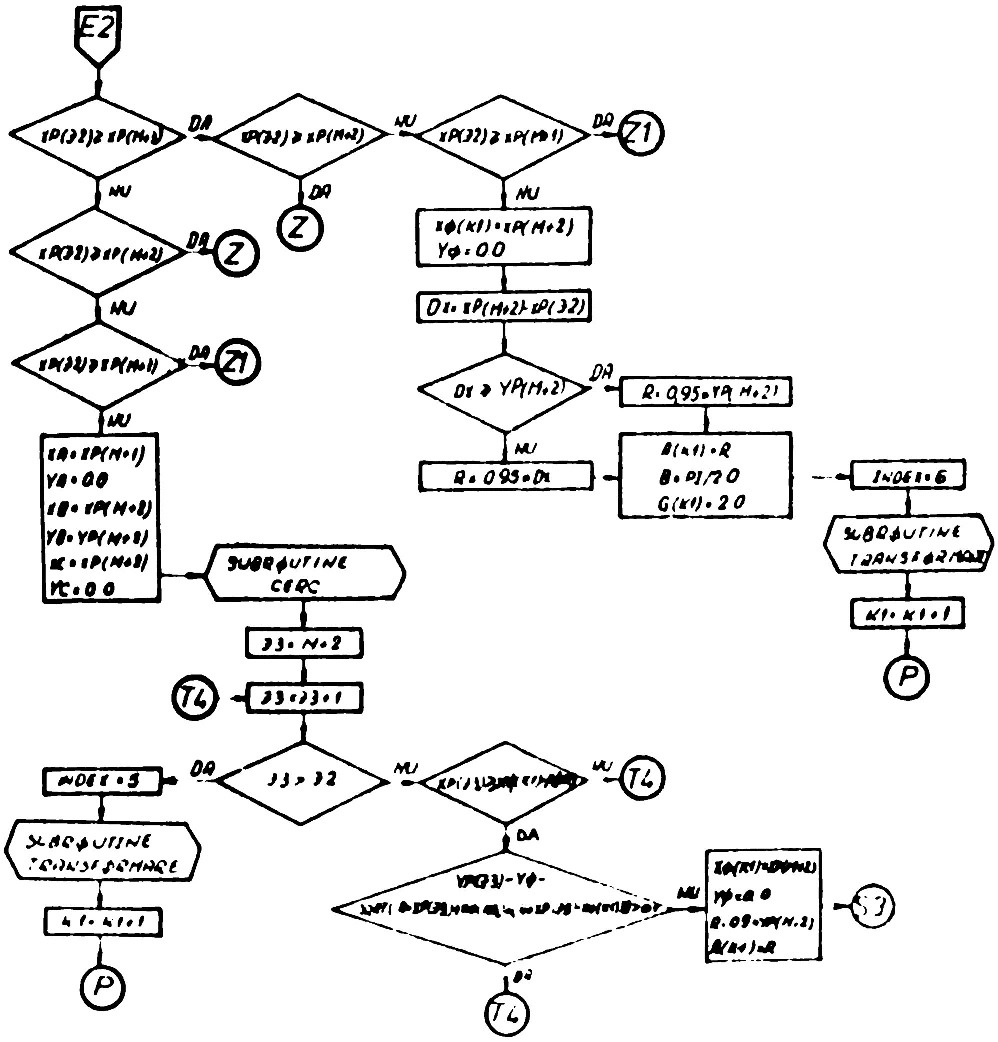
SUBROUTINE TRANSFORMARE

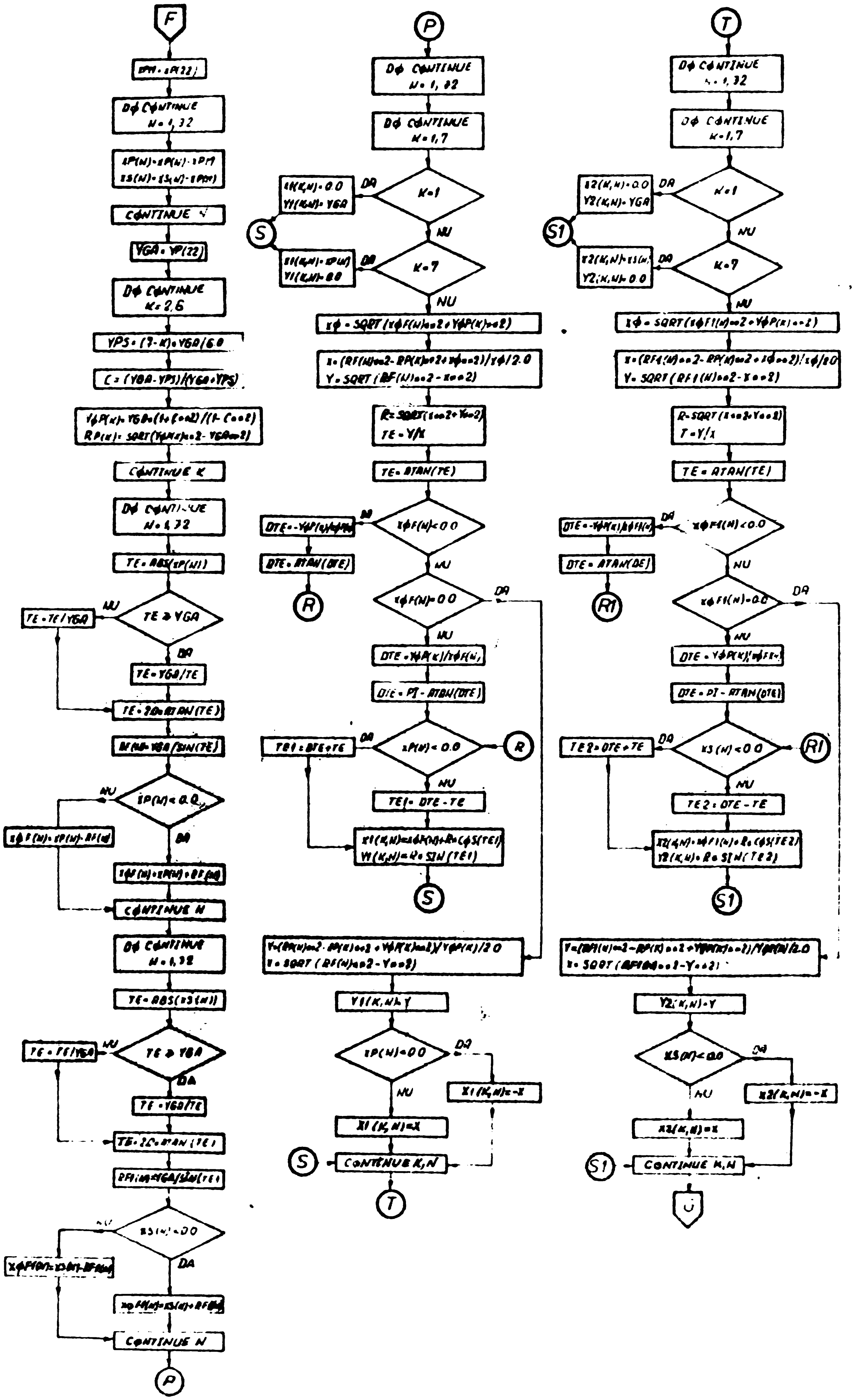


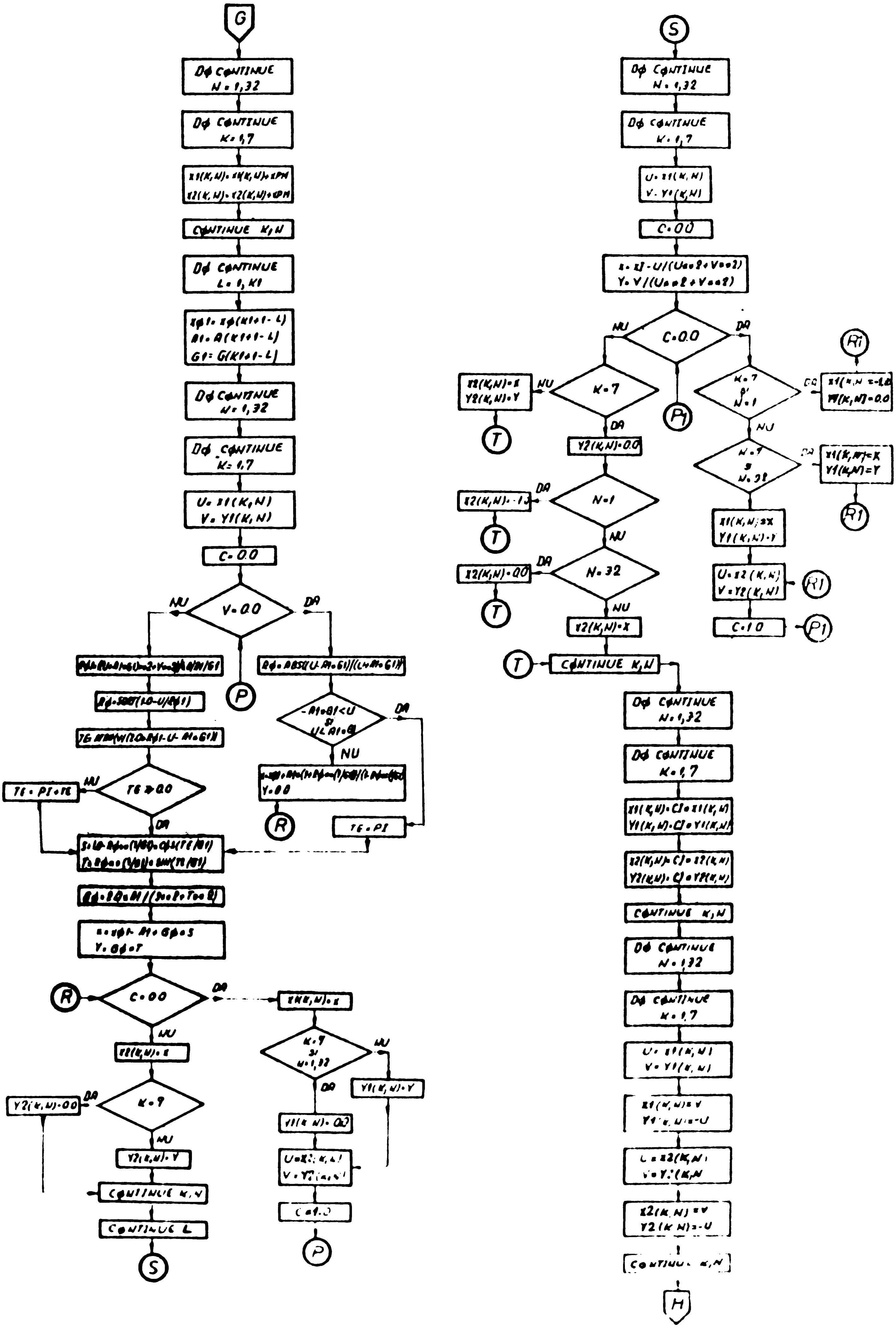

CI = ABS(XP(1))
DO CONTINUE N=1,34
XP(N)=XP(N)/CI
YP(N)=YP(N)/CI
CONTINUE N
DO CONTINUE N=1,32
XS(N)=XS(N)/CI
YS(N)=YS(N)/CI
CONTINUE N
DO CONTINUE N=1,34
CONTINUE N
DO CONTINUE N=1,32
N=1 SAU N=32
DA
NU
CONTINUE N
K1=1
M=1
INDEX=6
SUBROUTINE TRANSFORMARE
K1=K1+1
U=0.0
U=1.0
U=0.0
DX=R/10.0
J3=M+1
J3=J3+1
J3>32
INDEX=7
INDEX=1
R=R-DX
SUBROUTINE CERC
W=0.0
INDEX=3

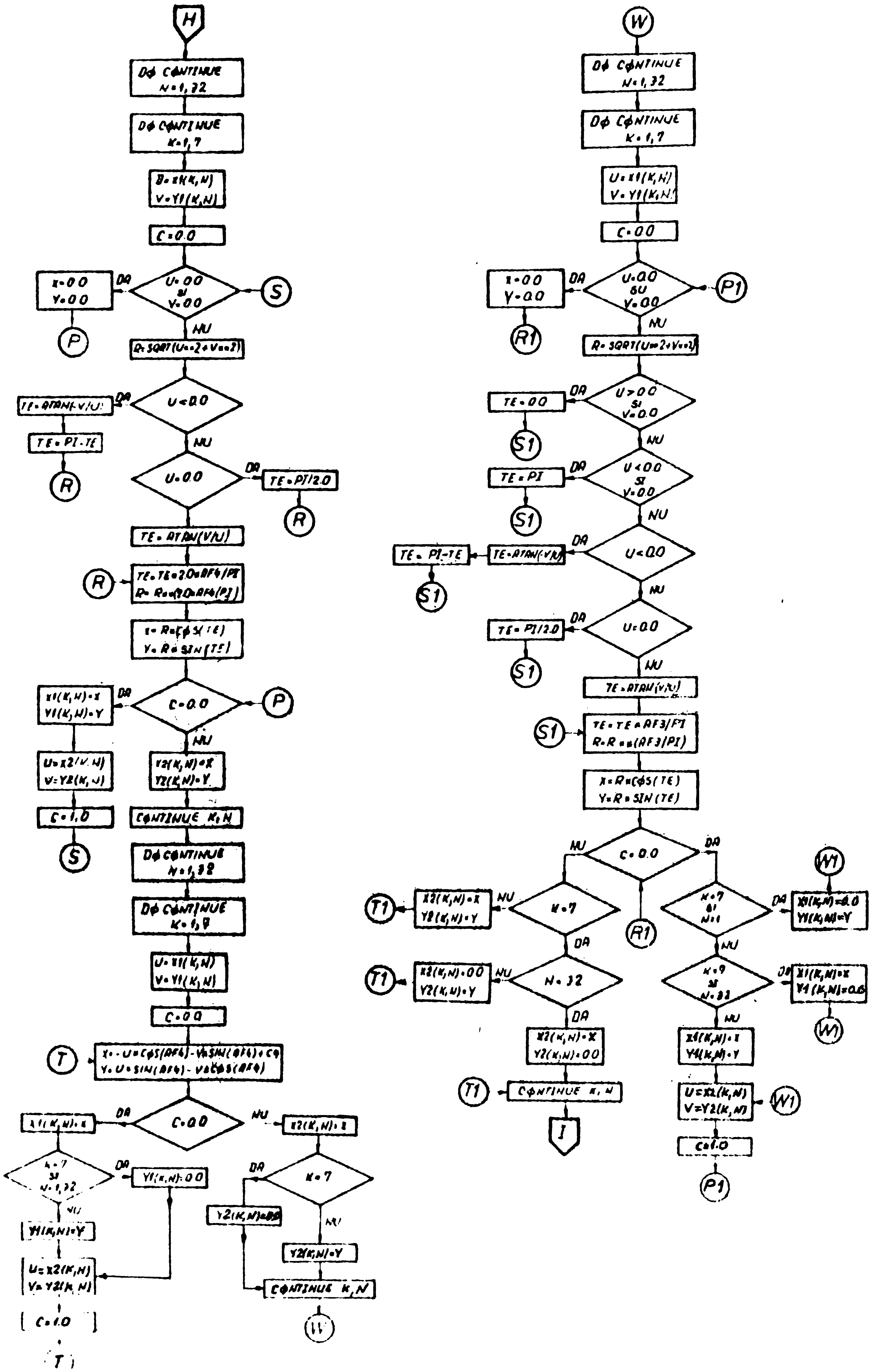


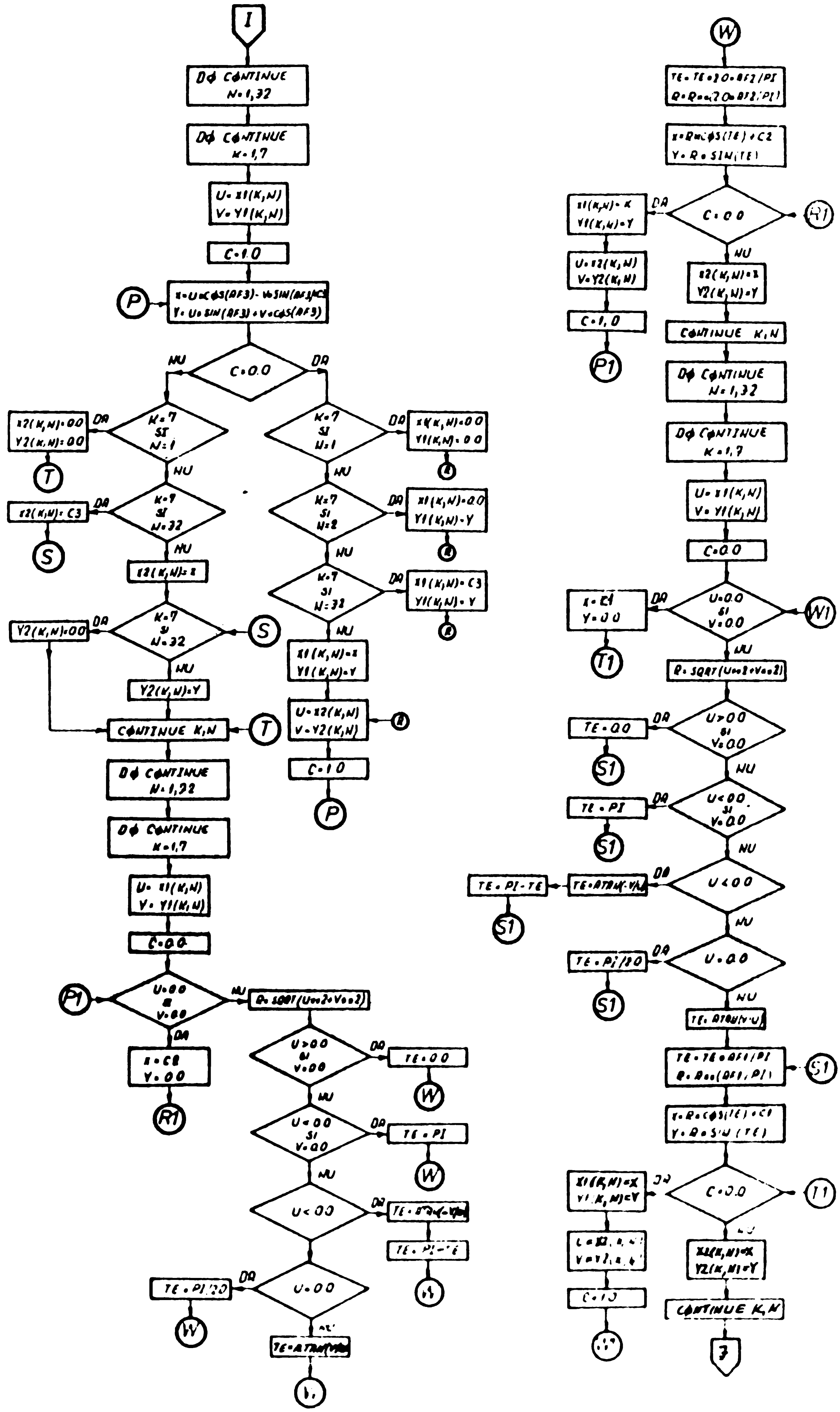

E1
DA
NU
Z
P
INDEX • 6
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
KI • KI + 1
INDEX • 5
R • DX
R • YP(M+2)
A(KI) • R
Yφ • 0.0
B • PI/20
G(KI) • 20


E2
DA
NU
Z
Z1
T4
P
Yφ • 0.0
INDEX • 6
INDEX • 5
SUBRØUTINE TRANSFØRMARE
SUBRØUTINE CERC
KI • KI + 1
B • PI/20
G(KI) • 20
R • 0.95 • DX

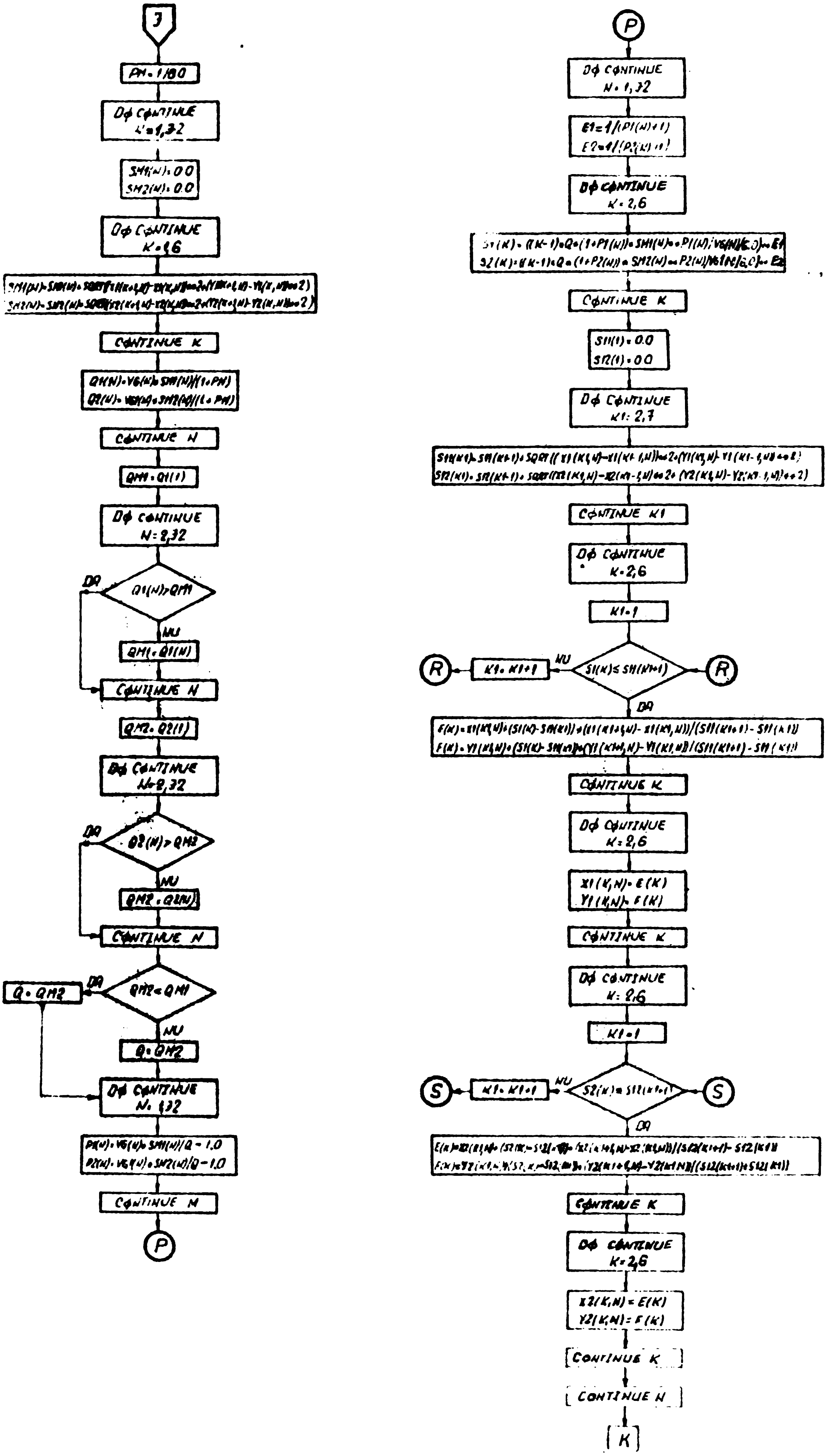


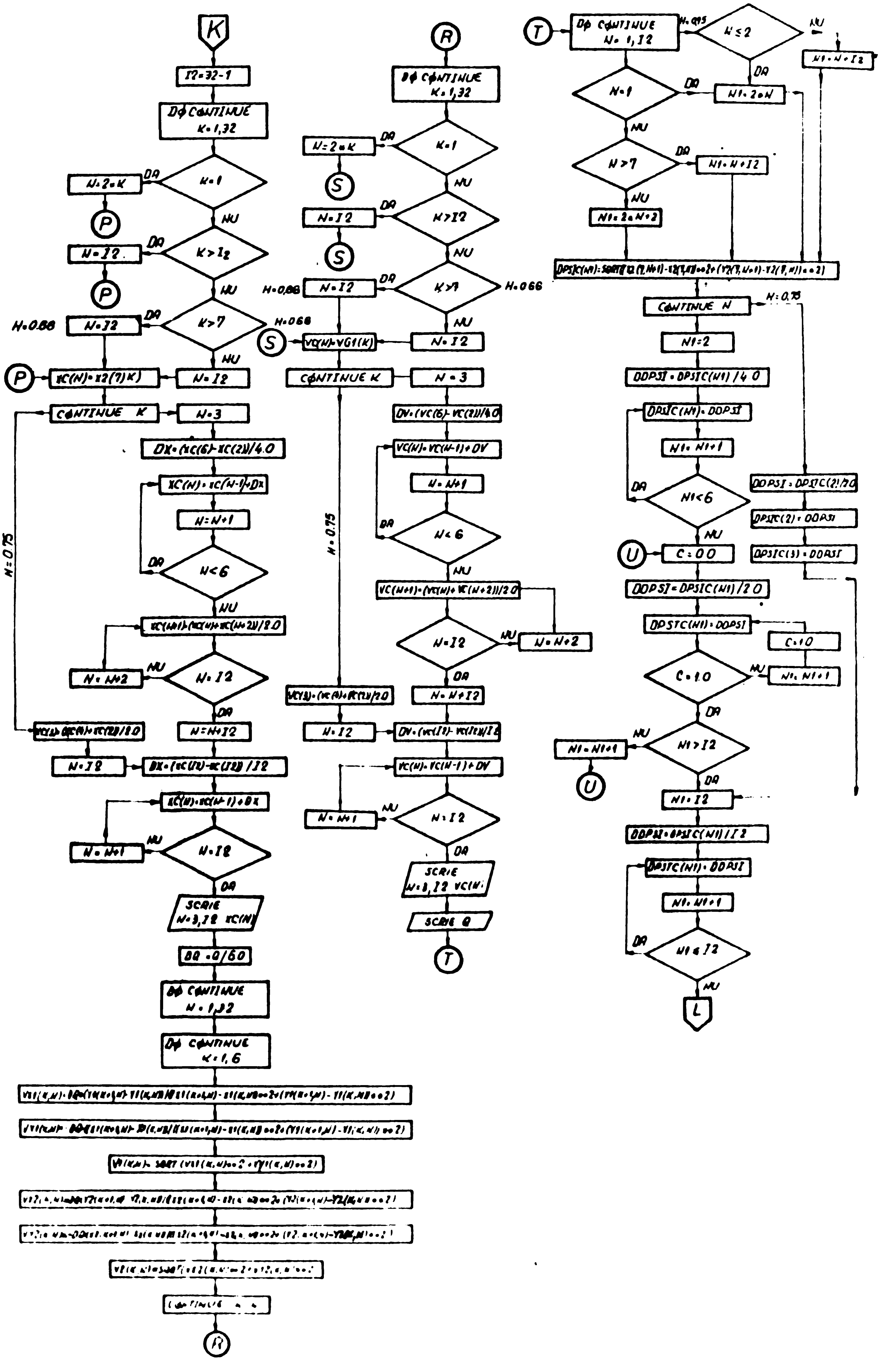

G
DO CONTINUE N=1,32
DO CONTINUE K=1,7
CONTINUE K,N
DO CONTINUE L=1,K1
C=0.0
V=0.0
NU
DA
P
R
TE=PI
CONTINUE K,N
CONTINUE L
S
S
U=X1(K,N)
V=Y1(K,N)
CONTINUE K,N
T
H

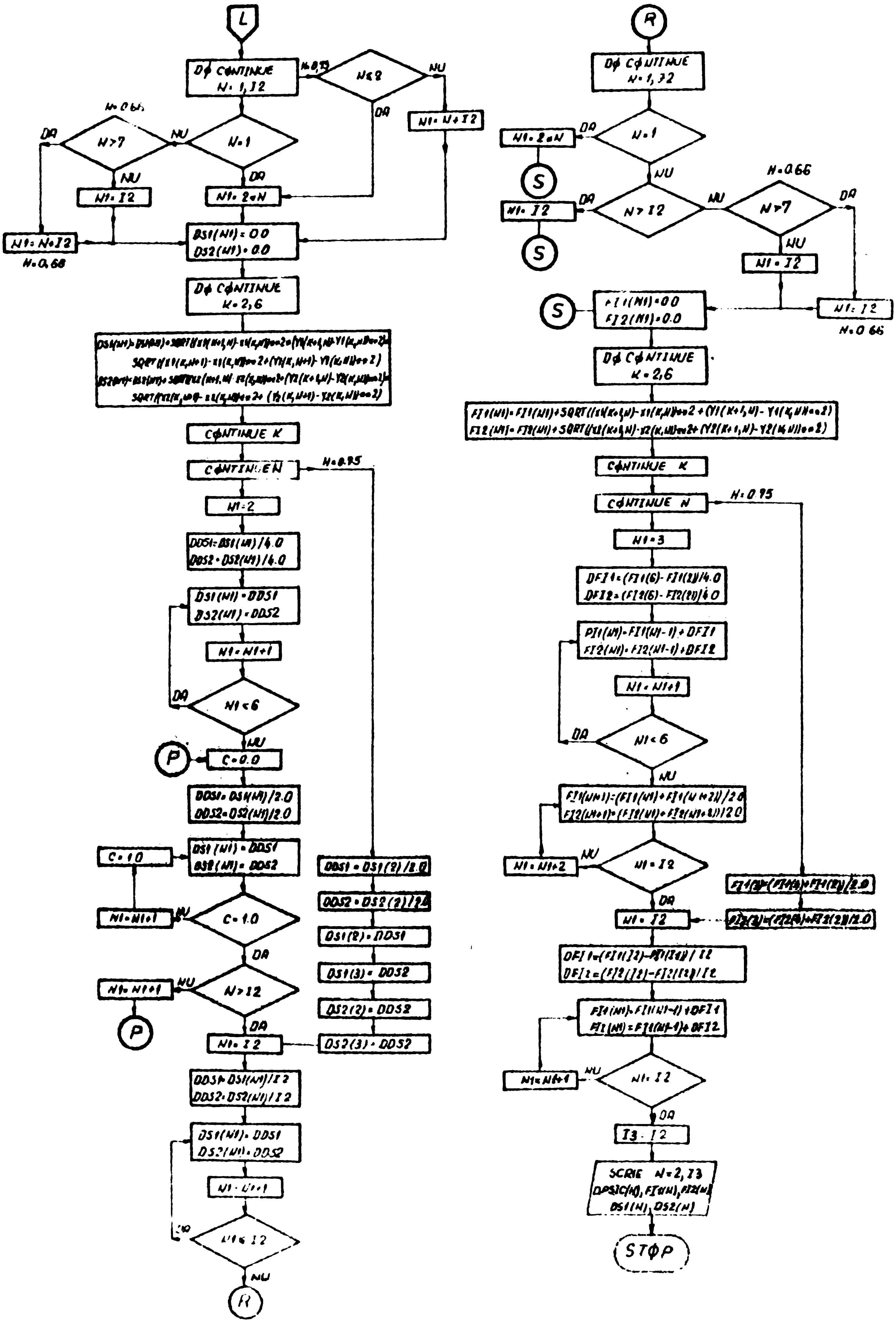




DØ CØNTINUE N=1,32
DØ CØNTINUE K=1,7
C=1.0
C=0.0
DA
NU
CØNTINUE K,N
Q=SQRT(U**2+V**2)
TE=PI
TE=PI/2.0






L
DO CONTINUE
N=1,I2
N≤8
NU
DA
N1=N+I2
N>7
N=1
N1=I2
N1=2*N
N1=N+I2
N=0.68
DS1(N1)=0.0
DS2(N1)=0.0
DO CONTINUE
K=2,6
CONTINUE K
CONTINUE N
N=0.95
N1=2
DDS1=DS1(N1)/4.0
DDS2=DS2(N1)/4.0
DS1(N1)=DDS1
DS2(N1)=DDS2
N1=N1+1
N1<6
C=0.0
DDS1=DS1(N1)/2.0
DDS2=DS2(N1)/2.0
C=1.0
N1=N1+1
C=1.0
N>I2
N1=I2
DDS1=DS1(N1)/I2
DDS2=DS2(N1)/I2
DDS1=DS1(2)/2.0
DDS2=DS2(2)/2.0
DS1(2)=DDS1
DS1(3)=DDS2
DS2(2)=DDS2
DS2(3)=DDS2
R
S
P
N1=3
N>I2
N=0.66
N1<6
N1=I2
N1=N1+2
N1=N1+1
I3=I2
SCRIE N=2,I3
STOP

CAPITOLUL VI

LEGEA DE VARIATIE A PRESIUNII IN SEMIDIFUZOARE PLANE PENTRU FLUIDUL REAL INCOMPRESIBIL IN MISCARE TURBULENTA, FARA DESPRINDERE.

6.1. Consideraţii generale

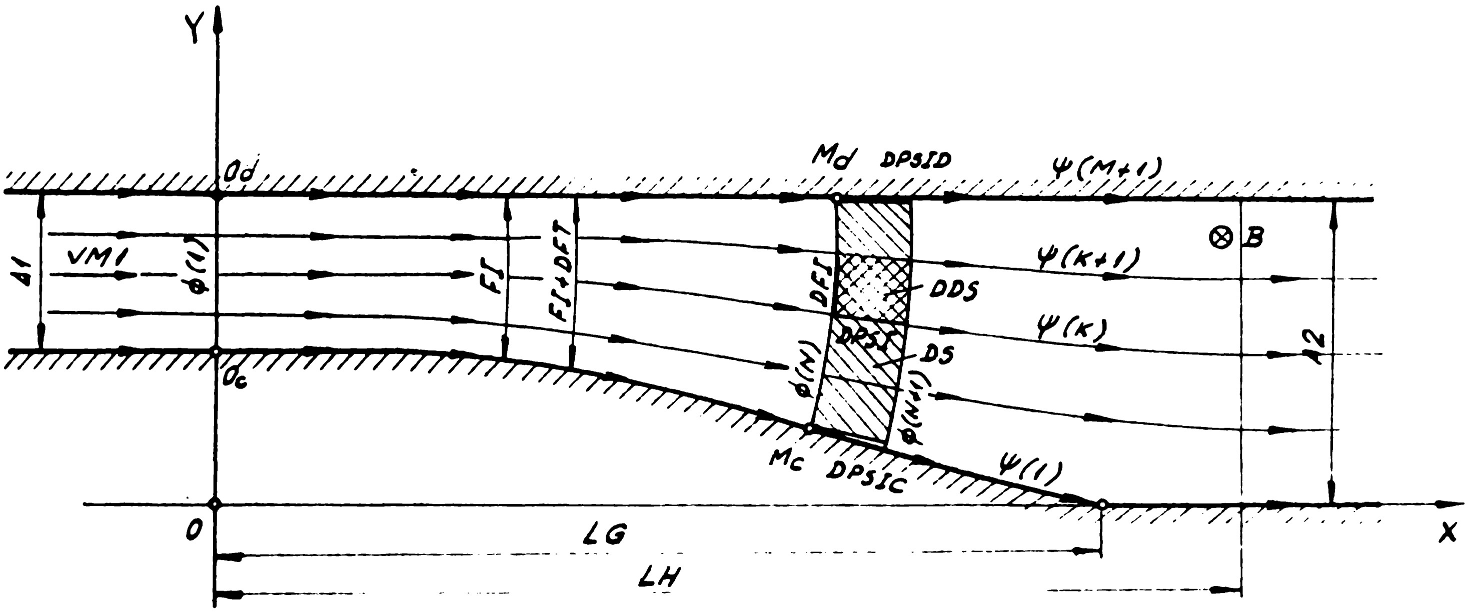


Fig. 6.1.

Bilanţul energetic al mişcării fluidului real incompresibil prin semidifuzorul plan fără desprindere se poate scrie sub forma:

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p + \frac{\rho v^2}{2} + DP \qquad (6.1)$$

In expresia de mai sus funcţia DP reprezintă termenul care ţine cont de faptul că fluidul este real.

Această funcţie de presiune în cazul semidifuzoarelor plane fără desprindere are următoarea structură:

$$DP=DPF+DPD+DPP \qquad (6.2)$$

Introducînd notaţiile:

$p-p_1=P$; ρ =RO ; v_1=VM1 ; v=V,

formula de calcul a presiunii va fi:

$$P=\frac{RO.VM1^2}{2}\left(1-\left(\frac{V}{VM1}\right)^2\right) - DPF-DPD-DPP$$

Se admite că liniile de egală presiune coincid cu liniile echipotenţiale ale mişcării potenţiale ale fluidului ideal.

Avînd în vedere că V=VM1.V(N), rezultă:

$$P=\frac{RO.VM1^2}{2}(1-V(N)^2)-DPF-DPD-DPP \qquad (6.3)$$

Sensul fizic şi expresiile matematice corespunzătoare ale funcţiilor de presiune DPF, DPD, DPP se analizează în cadrul paragrafelor următoare.

6.2. Funcţia de presiune DPF (tip frecare cilindrică)

In prima etapă se consideră că semidifuzorul plan este format dintr-un număr infinit de tronsoane cilindrice cu diametre hidraulice diferite.

Considerînd aceeaşi expresie pentru tensiuni tangenţiale ca şi în cazul mişcării turbulente prin conducte cilindrice:

$$\tau=\lambda\frac{\rho}{8}\ v_m^2 \qquad (6.4)$$

şi egalînd puterea pierdută corespunzătoare căderii de presiune dDPF, cu puterea consumată pentru învingerea frecărilor pe pereţii rigizi ai semidifuzorului, rezultă:

$$\int_{Mc}^{Md}(dDPF.B.dFI).v=(\tau.B.dPSIC).v+2.\int_{Mc}^{Md}(\tau.dFI.dPSI).v+(\tau.B.DPSID).v \qquad (6.5)$$

Avînd în vedere notaţiile folosite în cadrul paragrafului 6.1, şi introducînd notaţiile:

$$\lambda=CPL, \qquad v_m=VM,$$

se obţine:

$$\int_{Mc}^{Md}(dDPF.B.dFI).v=dDPF.VM.B\ .\int_{Mc}^{Md}dFI=dDPF.VM.B.FI;$$

$$(\tau.B.dPSIC).v=CPL.\frac{RO}{8}.VM^3.B.dPSIC;$$

$$\int_{Mc}^{Md}(\tau.dFI.dPSI).v=CPL.\frac{RO}{8}.VM^3.\int_{Mc}^{Md}dFI.dPSI=CPL.\frac{RO}{8}.VM^3.dS;$$

$$(\tau.B.dPSID).v=CPL.\frac{RO}{8}.VM^3.B.dPSID;$$

$$dDPF=\frac{RO}{8}\left(\frac{CPL.VM^2}{FI}dPSIC+\frac{CPL.VM^2}{FI}dPSID+\frac{2}{B}.\frac{CPL.VM^2}{FI}dS\right)$$

Căderea de presiune datorită frecării de tip cilindric de la începutul difuzorului pînă la linia echipotențială cu indicele N, va fi:

$$DPF=\frac{RO}{8}\left(\int_{Oc}^{Mc}\frac{CPL.VM^2}{FI}\,dPSIC+\int_{Od}^{Md}\frac{CPL.VM^2}{FI}.dPSID+\frac{2}{B}\int_{\Phi(1)}^{\Phi(N)}\frac{CPL.VM^2}{FI}\,dS\right)$$

Din ecuația de continuitate rezultă:

$$VM=VM1.\frac{A1}{FI}$$

Funcția de presiune DPF se poate scrie sub forma:

$$DPF=\frac{RO.VM1^2.A1^2}{8}\left(\int_{Oc}^{Mc}\frac{CPL}{FI^3}.dPSIC+\int_{Od}^{Md}\frac{CPL}{FI^3}\,dPSID+\frac{2}{B}\int_{\Phi(1)}^{\Phi(N)}\frac{CPL}{FI^3}.dS\right)$$

In cadrul experiențelor mișcarea a fost turbulentă.

In acest caz:

$$\lambda=0,1.\left(1,46.\frac{K}{Dh}+\frac{100}{Re}\right)^{0,25},\quad Dh=\frac{4.S}{P}=\frac{2.B.FI}{B+FI},\quad Re=\frac{v_m.D_h}{\nu}$$

Introducînd notațiile:

$$\nu=CV\ ;\ K=R\ ;\ D_h=DH\ ;\ Re=RE$$

și exprimînd mărimile dimensionale în funcție de cele adimensionale:

$$FI=A1.FI(I)/H;\ dPSIC=A1.DPSIC(I)/H;\ dPSID=A1.DPSID(I)/H;$$

$$dS=A1^2.DS(I)/H^2$$

rezultă următoarele formule de calcul:

$$DH=\frac{2.A1.B.FI(I)}{B.H+A1.FI(I)},\quad RE=\frac{2.A1.B.VM1}{CV.(B+A1.FI(I)/H)},\quad CPL=0,1.\left(1,46.\frac{R}{DH}+\frac{100}{RE}\right)^{0,25}\tag{6.6}$$

Aproximînd integralele prin sumă rezultă următoarea expresie pentru funcția de presiune DPF:

$$DPF=\frac{RO.VM1^2.H^2}{8}\sum_{I=1}^{N}\frac{CPL}{FI^3(I)}.\left(DPSIC(I)+DPSID(I)+\frac{2.A1}{B.H}\,DS(I)\right)\tag{6.7}$$

6.3. Funcţia de presiune DPD (tip divergenţă)

Comparînd curba de distribuţie reală a presiunii cu curba rezultantă P_{ideal}-DPF se constată existenţa unui deficit de presiune la ieşirea fluidului din difuzor. Explicaţia acestui deficit de presiune se bazează pe faptul că tensiunile tangenţiale în acest caz sînt mai mari decît în cazul conductelor cilindrice, din cauza divergenţei spaţiului în care se deplasează fluidul. Ca măsură a divergenţei se introduce raportul: $\frac{dFI}{FI}$.

Presupunînd că pierderea suplimentară de presiune este proporţională cu energia cinetică locală şi cu divergenţa locală, rezultă:

$$dPDP=C.\frac{\rho v_m^2}{2}\,\frac{dFI}{FI} \tag{6.8}$$

Avînd în vedere ecuaţia de continuitate:

$$v_m=v_{m_1}\,\frac{A1}{FI},$$

rezultă:

$$dDPD=C.\frac{\rho v_m^2}{2}.A1^2.\frac{dFI}{FI^3},$$

$$DPD=C.\frac{\rho.v_{m_1}^2}{2}.A1^2.\int_{A1}^{FI}\frac{dFI}{FI^3}=\frac{C}{2}.\frac{\rho.v_{m_1}^2}{2}\left(1-\left(\frac{A1}{FI}\right)^2\right)$$

Avînd în vedere notaţiile anterioare şi notînd: $\frac{C}{2}$ =CPD, rezultă pentru funcţia de presiune DPD expresia:

$$DPD=CPD.\frac{RO.VM1^2}{2}\left(1-\left(\frac{H}{FI(N)}\right)^2\right), \tag{6.9}$$

în care

$$CPD=0,04 \tag{6.10}$$

valoare rezultată din prelucrarea rezultatelor experimentale.

6.4. Funcţia de presiune DPP (tip Pearson)

In cadrul lucrării au fost studiate semidifuzoarele plane care respectă condiţia geometrică: LG < 12(A2-A1).

In acest caz, indiferent de valoarea lui LG, s-a constatat că lungimea hidraulică la care practic curentul de fluid este din nou uniformizat are valoarea: LH=12(A2-A1).

Din prelucrarea rezultatelor experimentale se constată că, în afara căderilor de presiune DPF şi DPD, în difuzor apare şi o altă funcţie diferenţă de presiune, care are valoarea zero pentru X=0, respectiv X=LH şi atinge un maxim pentru X=LH/2.

Analizînd comparativ distribuţia reală de presiune şi funcţia P_{ideal} -DPF-DPD, s-a constatat necesară introducerea unei funcţii de presiune, care se poate aproxima printr-o funcţie de distribuţie de tip Pearson I:

$$DPP=CPP.\frac{\rho\cdot v_{m_1}^2}{2}\left(\frac{X}{LH/2}\right)^{0,5}\left(2-\frac{X}{LH/2}\right)^{0,5} \qquad (6.11)$$

Avînd în vedere că:

$$LH=12(A2-A1),$$

rezultă:

$$DPP=CPP.\frac{\rho\cdot v_{m_1}^2}{2}\left(\frac{X}{6.(A2-A1)}\right)^{0,5}.\left(2-\frac{X}{6.(A2-A1)}\right)^{0,5}$$

Avînd în vedere notaţiile deja introduse şi exprimînd mărimile dimensionale cu ajutorul celor adimensionale:

$$A=A1.XD\ (N)/H, \quad A2-A1=A1.(1-H)/H$$

se obţine următoarea expresie pentru funcţia de presiune DPP:

$$DPP=CPP.\frac{RO.VM1^2}{2}\left(\frac{XD(N)}{6.(1-H)}\right)^{0,5}.\left(2-\frac{XD(N)}{6.(1-H)}\right)^{0,5} \qquad (6.12)$$

Din prelucrarea rezultatelor experimentale pentru coeficientul CPP a rezultat expresia:

$$CPP=0,43.ARCTG((1-H)/A1/H/LG).(1-H)/H \qquad (6.13)$$

CAPITOLUL VII

LEGEA DE VARIATIE A PRESIUNII IN SEMIDIFUZOARE PLANE PENTRU FLUIDUL REAL INCOMPRESIBIL, IN MISCARE TURBULENTA, CU DESPRINDERE

7.1. Consideraţii generale.

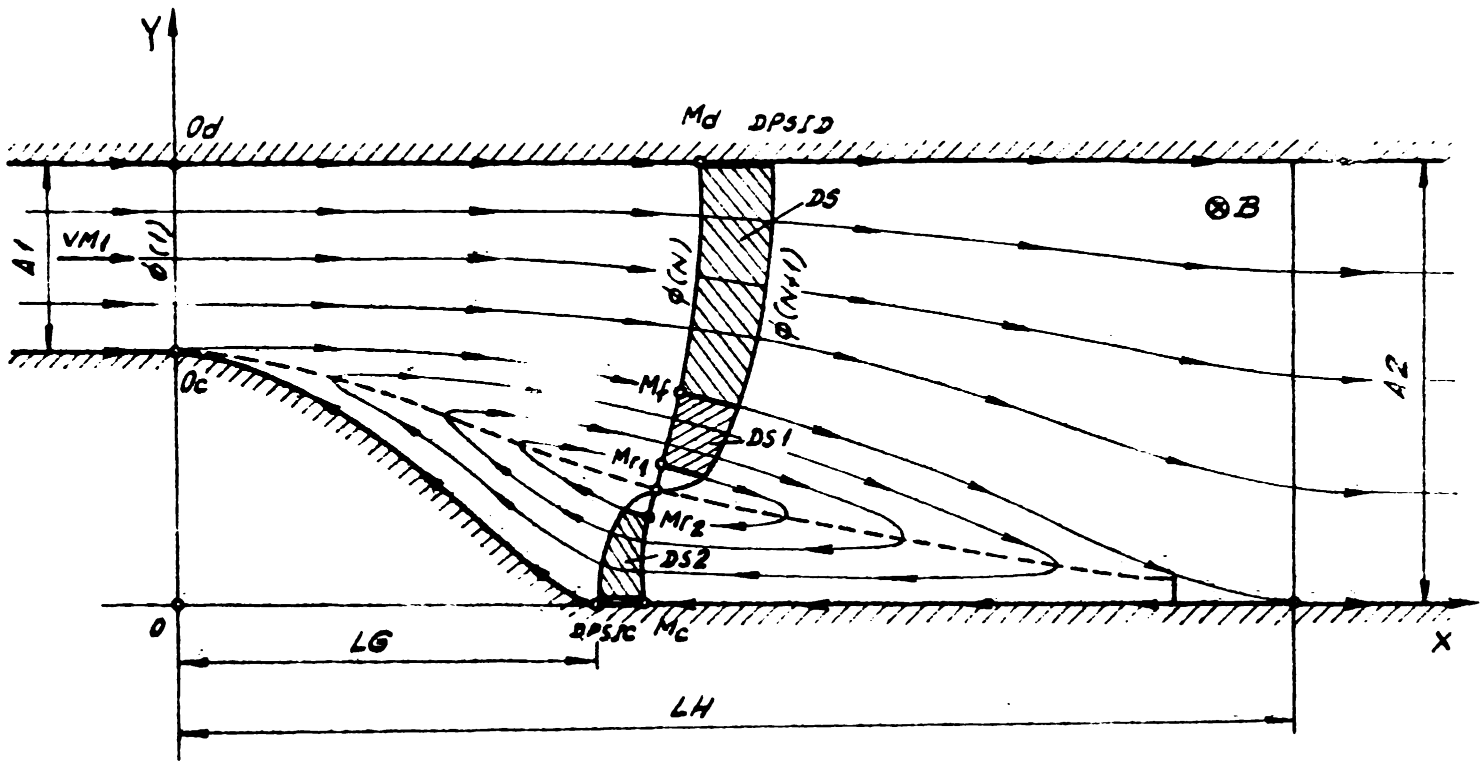


Fig. 7.1

Bilanţul energetic al mişcării fluidului real incompresibil prin semidifuzorul plan cu desprindere se poate scrie sub forma:

$$P_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p + \frac{\rho v^2}{2} + DP \qquad (7.1)$$

Funcţia de presiune DP în cazul semidifuzoarelor plane cu desprindere are următoarea structură:

$$DP=DPF+DPD+DPP+DPF1+DPF2+DPR \qquad (7.2)$$

Folosind notaţiile introduse în cadrul Cap.VI, formula de calcul a presiunii va fi:

$$P= \frac{RO.VM1^2}{2}\left(1-\left(\frac{V}{VM1}\right)^2\right)-DPF-DPD-DPP-DPF1-DPF2-DPR$$

Avînd în vedere că V=VM1.V(N), rezultă:

$$P= \frac{RO.VM1^2}{2} (1-V(N)^2)-DPF-DPD-DPP-DPF1-DPF2-DPR \qquad (7.3)$$

Sensul fizic şi expresiile matematice corespunzătoare ale funcţiilor de presiune DPF, DPD, DPP, DPF1, DPF2, DPR se analizează în cadrul paragrafelor următoare.

7.2. Funcţia de presiune DPF (tip frecare cilindrică)

Funcţia de presiune DPF are aceeaşi semnificaţie ca şi funcţia DPF în cazul semidifuzoarelor plane fără desprindere.

Egalînd puterea pierdută corespunzătoare căderii de presiune dDPF cu puterea consumată pentru învingerea frecărilor pe porţiunile de pereţi rigizi cu care este în contact fluidul din zona mişcării potenţiale, se obţine:

$$\int_{Mf}^{Md} (dDPF.B.dFI).v=2.\int_{Mf}^{Md} (\tau .dFI.dPSI).v+(\tau .B.dPSID).v \qquad (7.4)$$

Pe baza unui calcul analog cu cel din Cap.VI, rezultă:

$$DPF= \frac{RO.VM1^2.A1^2}{B}\left(\int_{Od}^{Md} \frac{CPL}{FI^3}.dPSID+ \frac{2}{B}\int_{\Phi(1)}^{\Phi(N)} \frac{CPL}{FI^3}\, dS\right)$$

In acest caz diametrul hidraulic va fi:

$$D_h = \frac{4.S}{P}= \frac{4.B.FI}{B+2.FI}$$

Exprimînd mărimile dimensionale în funcţie de cele adimensionale şi aproximînd integralele prin sume, rezultă următoarele formule de calcul:

$$DH= \frac{4.A1.B.FI(I)}{B.H+2.A1.FI(I)}\ ,RE=\frac{4.A1.B.VM1}{CV.(B+2.A1.FI(I)/H)}\ ,$$

$$CPL=0,1.\left(1,46\ \frac{R}{DH} + \frac{100}{RE}\right)^{0,25}; \qquad (7.5)$$

$$DPF= \frac{RO.VM1^2.H}{8}\sum_{I=1}^{N} \frac{CPL}{FI^3(I)}\left(DPSID(I)+ \frac{2.A1}{B.H}.DS(I)\right) \qquad (7.6)$$

7.3. <u>Funcţia de presiune DPD (tip divergenţă)</u>

Funcţia de presiune DPD are aceeaşi semnificaţie ca şi funcţia DPD în cazul semidifuzoarelor plane fără desprindere.

Calculul se va face cu aceeaşi formulă stabilită în cadrul Cap.VI:

$$DPD=CPD.\ \frac{RO.VM1^2}{2}\left(1-\left(\frac{H}{FI(N)}\right)^2\right), \qquad (7.7)$$

$$CPD=0{,}04 \qquad (7.8)$$

7.4. <u>Funcţia de presiune DPP (tip Pearson)</u>

Funcţia de presiune DPP are aceeaşi semnificaţie ca şi funcţia DPP în cazul semidifuzoarelor plane fără desprindere.

Calculul se va face cu aceeaşi formulă stabilită în cadrul Cap.VI:

$$DPP=CPP.\ \frac{RO.VM1^2}{2}\left(\frac{XD(N)}{6.(1-H)}\right)^{0,5}.\left(2-\frac{XD(N)}{6.(1-H)}\right)^{0,5}, \qquad (7.9)$$

în care:

$$CPP=0{,}43.ARCTG((1-H).A1/H/LH).(1-H)/H \qquad (7.10)$$

7.5. <u>Funcţia de presiune DPF1 (tip frecare cilindrică)</u>

Egalînd puterea pierdută corespunzătoare căderii de presiune dDPF1 cu puterea consumată pentru învingerea frecărilor pe porţiunile de pereţi rigizi cu care este în contact fluidul din zona mişcării rotaţionale directe, se obţine:

$$\int_{Mr_1}^{Mf}(dDPF1.B.dFI)v=2\int_{Mr_1}^{Mr}(\tau\ .dFI.dPSI)v \qquad (7.11)$$

Pe baza unui calcul analog cu cele de la Cap.VI, rezultă:

$$DPF1=\frac{2}{B}\ \frac{RO}{8}\int_{Oc}^{Mf}\frac{CPL.VM^2}{FI}\ dS$$

Notînd cu QR debitul zonei rotaţionale, prin aplicarea ecuaţiei de continuitate se obţine:

$$VM=\frac{QR}{FI.B},$$

$$DPF1=\frac{2}{B^3}\ .\ \frac{RO.QR^2}{B}\int_{Oc}^{Mf}\frac{CPL}{FI^3}\ dS$$

Debitul QR a zonei rotaţionale se poate exprima în funcţie de valoarea debitului Q, stabilită în cadrul Cap.IV, paragraful 4.3.3:

$$QR=Q.VM1.A1.B/H$$

In acest caz diametrul hidraulic va fi:

$$Dh=\frac{4.S}{P}=2B$$

Exprimînd mărimile dimensionale în funcţie de cele adimensionale şi aproximînd integralele prin sume, rezultă următoarele formule de calcul:

$$DH=2.B,\quad RE=\frac{2.B.Q.VM1}{CV.FI1(I)},CPL=0,1.\left(1,46.\frac{R}{DH}+\frac{100}{RE}\right)^{0,25}.\frac{1-H}{H}\quad;(7.12)$$

$$DPF1=\frac{RO.Q^2.VM1^2.A1}{4.B.H}\sum_{I=1}^{N}\frac{CPL.DS1(I)}{FI1^3(I)}\qquad(7.13)$$

7.6. Functia de presiune DPF2 (tip frecare cilindrică)

Egalînd puterea pierdută corespunzătoare căderii de presiune dDPF2 cu puterea consumată pentru învingerea frecărilor pe porţiunile de pereţi rigizi cu care este în contact fluidul din zona mişcării rotaţionale inverse, se obţine:

$$\int_{Mr_2}^{Mc}(dDPF2.B.dFI).v=2\int_{Mr_2}^{Mc}(\tau.dFI.dPSI).v+(\tau.B.dPSIC).v\qquad(7.14)$$

Pe baza unui calcul analog cu cel de la paragraful 7.5 se obţine:

$$DPF2=\frac{1}{B^2}\,\frac{RO.QR^2}{B}\left(\int_{Oc}^{Mc}\frac{CPL}{FI^3}.dPSIC+\frac{2}{B}\int_{Oc}^{Mc}\frac{CPL}{FI^3}\,dS\right)$$

Diametrul hidraulic în acest caz va fi:

$$Dh=\frac{4.S}{P}=\frac{4.B.FI}{B+2.FI}$$

Exprimînd mărimile dimensionale în funcţie de cele adimensionale şi aproximînd integralele prin sume, rezultă următoarele formule de calcul:

$$DH=\frac{4.A1.B.FI2(I)}{B.H+2.A1.FI2(I)} \qquad RE=\frac{4.A1.B.Q.VM1}{CV.(B.H+2.A1.FI2(I))}$$

$$CPL=0,1.\left(1,46.\ \frac{R}{DH}+\frac{100}{RE}\right)^{0,25}.\ \frac{1-H}{H}\ , \quad (7.15)$$

$$DPF2=\frac{RO.Q^2.VM1^2}{8}\ \sum_{I=1}^{N}\ \frac{CPL}{FI2^3(I)}.\left(DPSIC(I)+\frac{2.A1}{B.H}\ DS2(I)\right) \quad (7.16)$$

7.7. Funcţia de presiune DPR(tip rotaţional)

Zona mişcării rotaţionale este echivalentă cu un rotor de turbomaşină a cărei sarcină este:

$$H=\frac{\omega}{2\pi g}.\Gamma\ , \quad (7.17)$$

unde

$$\Gamma=\oint_{CF+CS}\vec{v}.d\vec{s} \quad (7.18)$$

Valoarea vitezei unghiulare a rotorului echivalent se poate calcula cu ajutorul teoremei lui Stokes:

$$\iint_{SR} \text{rot}\ \vec{v}.\ d\vec{S}=\oint_{CF+CS}\vec{v}.d\vec{s}\ ; \quad (7.19)$$

$$\Omega.SR=\Gamma\ , \qquad \Omega=2\omega\ ,$$

$$\omega=\frac{\Gamma}{2.SR} \quad (7.20)$$

Energia de presiune echivalentă sarcinii H va fi:

$$PR=\gamma.H,$$

$$PR=\frac{\rho.\Gamma^2}{4\pi.SR} \quad (7.21)$$

Fluidul fiind real, această energie a zonei rotaţionale are tendinţa de disipare, din care motiv ea va fi menţinută la această valoare de către mişcarea potenţială exterioară, care va livra în mod continuu un flux de energie zonei mişcării rotaţionale.

Presupunînd că fluxul de energie de la fluidul din zona mişcării potenţiale spre fluidul din zona mişcării rotaţionale este uniform distribuit în raport cu distanţa X, căderea de presiune necesară acoperirii energiei disipate va fi:

$$DPR=CPR.\ \frac{\rho.\Gamma^2}{4\pi.SR}\ \frac{X}{LH} \tag{7.22}$$

Exprimînd mărimile dimensionale în funcţie de cele adimensionale:

Γ = GA.VM1.A1/H, SR=A1^2.S /H^2,

X = A1.XD(N)/H, LH=12.(A2-A1)=12.A1.(1-H)/H

şi folosind notaţiile introduse anterior, funcţia de presiune DPR va fi:

$$DPR=CPR.\ \frac{RO.GA^2.VM1^2}{4.\Pi.S}\ .\ \frac{XD(N)}{12(1-H)}\ , \tag{7.23}$$

în care

$$CPR=0,022.\ \frac{1-H}{H} \tag{7.24}$$

7.8. <u>Corecţiile de viteză.</u>

Din compararea distribuţiei reale de presiune cu cea teoretică rezultă necesitatea introducerii în formulele de calcul a unor corecţii pentru viteze.

In formula de calcul a distribuţiei de presiune se vor introduce vitezele:

VCC=CKC.VC(N), VDC=CKD.VD(N),

în care VC(N), respectiv VD(N) sînt vitezele în ipoteza fluidului ideal pe peretele curb, respectiv pe peretele drept.

Din prelucrarea rezultatelor experimentale şi compararea lor cu rezultatele calculelor teoretice s-au obţinut următoarele expresii pentru coeficienţă CKC, respectiv CKD:

$CC=-0,077.(1-H)/H,\quad XCN=0,5.(H/(1-H)-1,0),\quad XCM=1,9.H/(1-H),$

$CKC=1,0,\qquad (X\in(0,XCN))\cup(X>XCN+XCM)$

$CKC=\sqrt{1-CC.(XC(N)-XCN).(XC(N)-XCN-XCM)};\ X\in(XCN,\ XCN+XCM)$

$CD=-0,0254.(1-H)/H,\quad XDN=2,0.(H/(1-H)-1,0)\quad XDM=3,5.H/(1-H);$

$CKD=\sqrt{1+CD.(2.XD(N)-2.XDN+XDM)},\qquad X\in(0,\ XDN);$

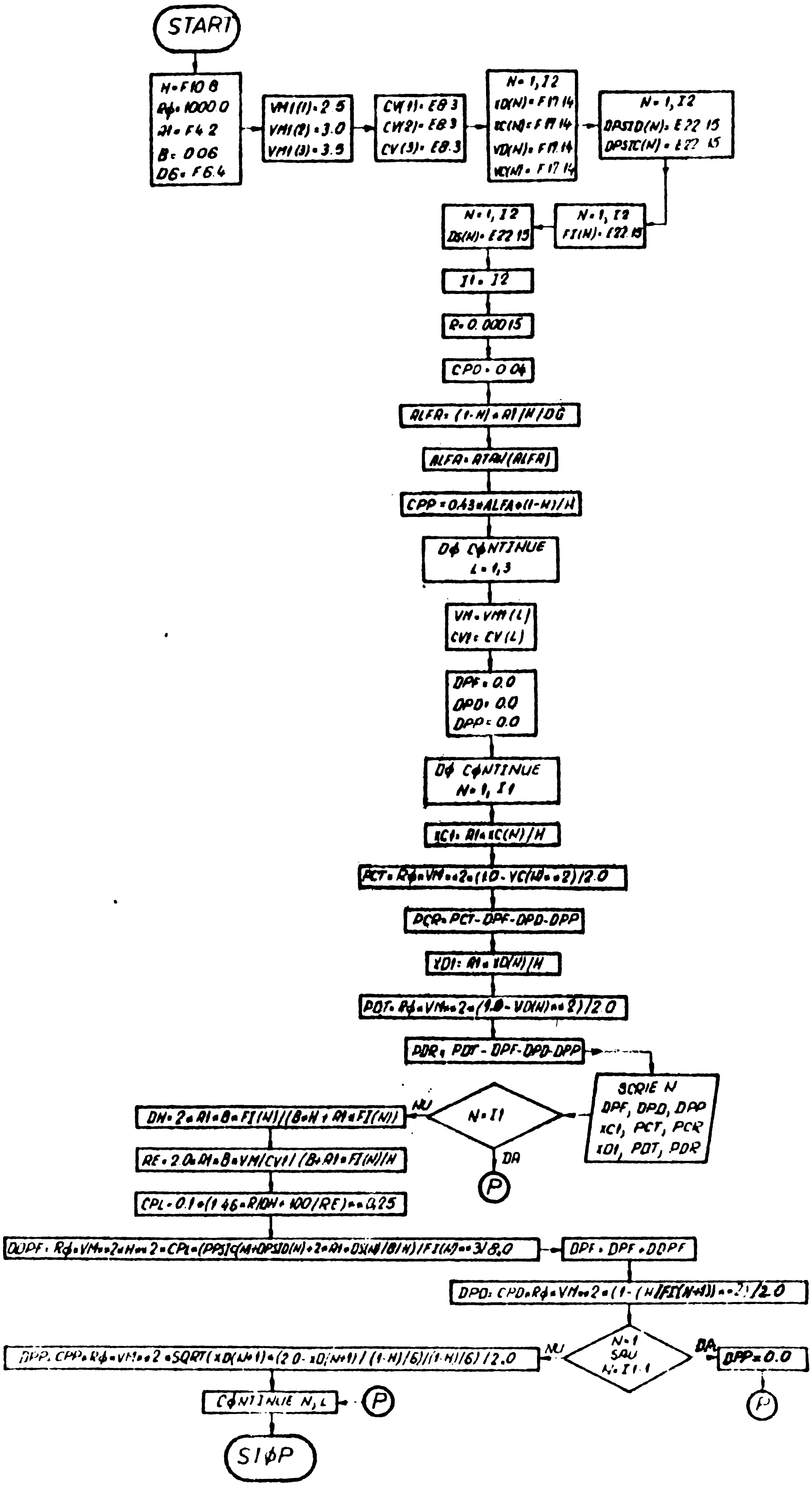
$CKD=\sqrt{1-CD.(XD(N)-XDN-XDM)},\qquad X\in(XDN,\ XDN+XDM);$

Pentru semidifuzoarele încercate diferenţa maximă relativă dintre valorile vitezelor calculate conform modelului fluidului ideal şi corectate nu depăşeşte valoarea de 0,07, ceea ce confirmă justeţea modelului fizic adoptat în cadrul lucrării.

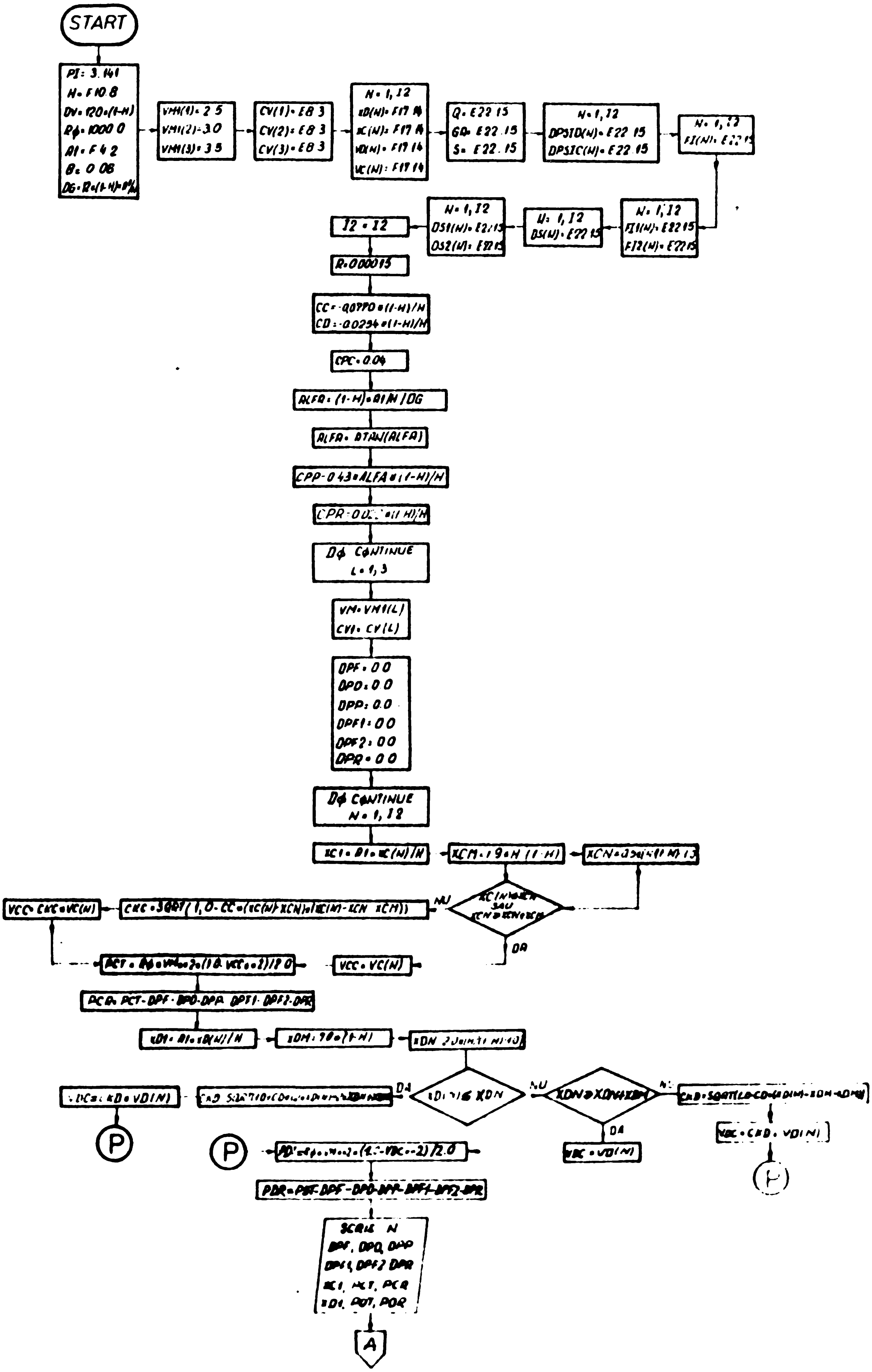
CAPITOLUL VIII.

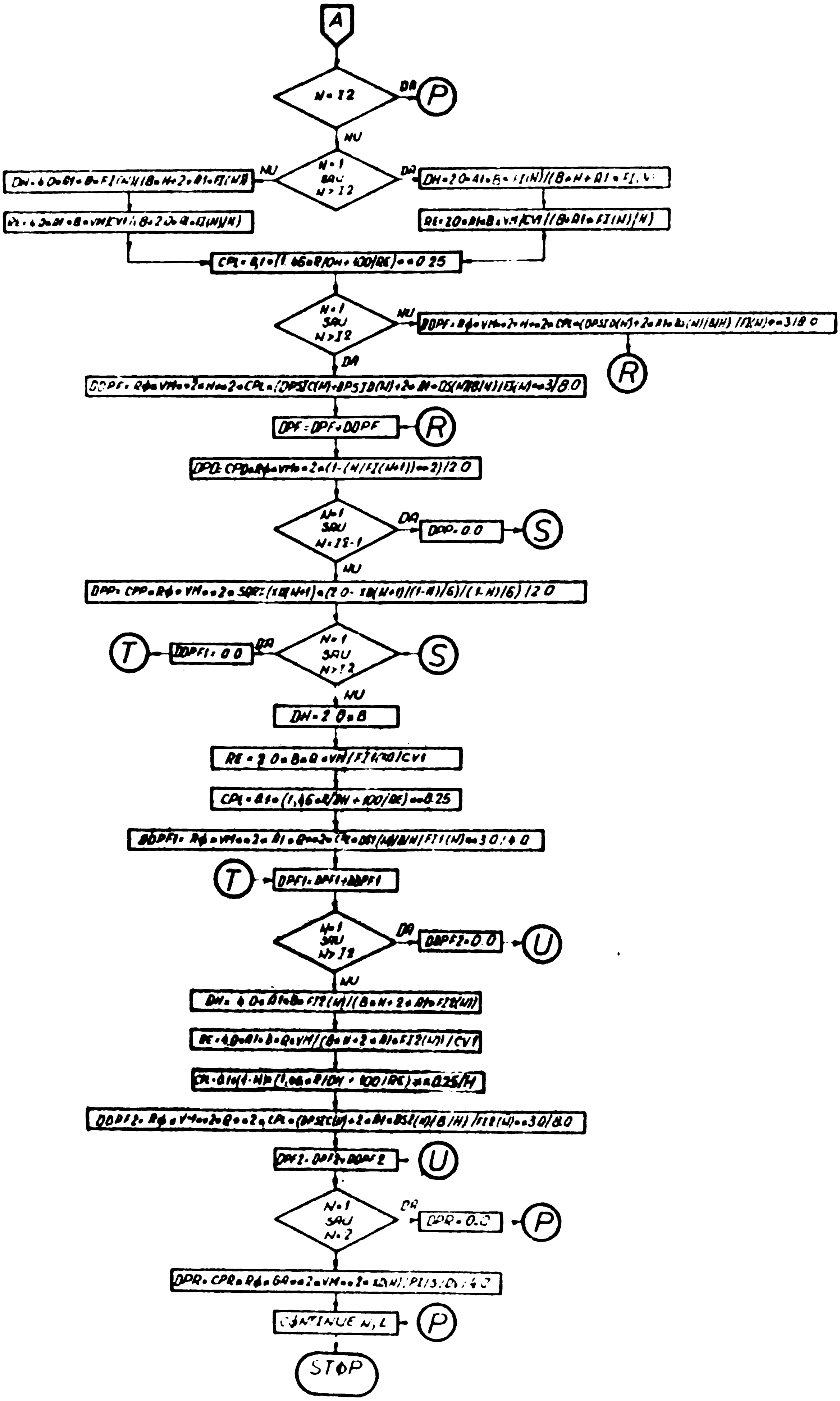
SCHEME LOGICE PENTRU CALCULUL FUNCTIEI DE PRESIUNE A MISCARII IN REGIM TURBULENT A FLUIDULUI REAL INCOMPRESIBIL PRIN SEMIDIFUZOARE PLANE

8.1 SCHEMA LØGICA-FUNCȚIA DE PRESIUNE SEMIDIFUZØR FĂRĂ DESPRINDERE



8.2 SCHEMA LOGICĂ-FUNCȚIA DE PRESIUNE SEMIDIFUZOR CU DESPRINDERE




A
N = 12
DA
P
NU
N = 1 SAU N > 12
CPL = ... 0.25
R
S
T
U
DPF = DPF + DDPF
DH = 2.0 * B
DPF1 = DPF1 + DDPF1
DPP = 0.0
DDPF1 = 0.0
DDPF2 = 0.0
DPR = 0.0
STOP

CAPITOLUL IX

DETERMINAREA COEFICIENTILOR DE REZISTENTA HIDRAULICA IN IN CAZUL SEMIDIFUZOARELOR PLANE.

9.1. Generalităţi.

In literatura de specialitate consultată [33],[35] coeficienţii de rezistenţă hidraulică pentru difuzoare sînt definite prin relaţia:

$$\zeta_{dif} = \frac{\Delta P_{tot}}{\frac{\rho v_1^2}{2}} \tag{9.1}$$

în care ΔP tot reprezintă energia specifică totală pierdută prin difuzor.

Structural, această pierdere de energie se descompune în două părţi, una datorită frecării fluidului de pereţii rigizi, iar cealaltă datorită lărgirii (destinderii) secţiunii de trecere:

$$\Delta P_{tot} = \Delta P_{fr} + \Delta P_{dest} \tag{9.2}$$

Corespunzător acestor pierderi se introduc coeficienţii de rezistenţă hidraulică datorită frecării, respectiv datorită destinderii, avînd expresiile:

$$\zeta_{fr} = \frac{\Delta P_{fr}}{\frac{\rho v_1^2}{2}} , \qquad \zeta_{dest} = \frac{\Delta P_{dest}}{\frac{\rho v_1^2}{2}} \tag{9.3}$$

9.2. Determinarea coeficientului ζ_{fr}.

In literatura de specialitate [33],[35], pentru calcularea coeficientului ζ_{fr} se ia în considerare pierderea de energie datorită frecării numai pe porţiunea de destindere geometrică a difuzorului.

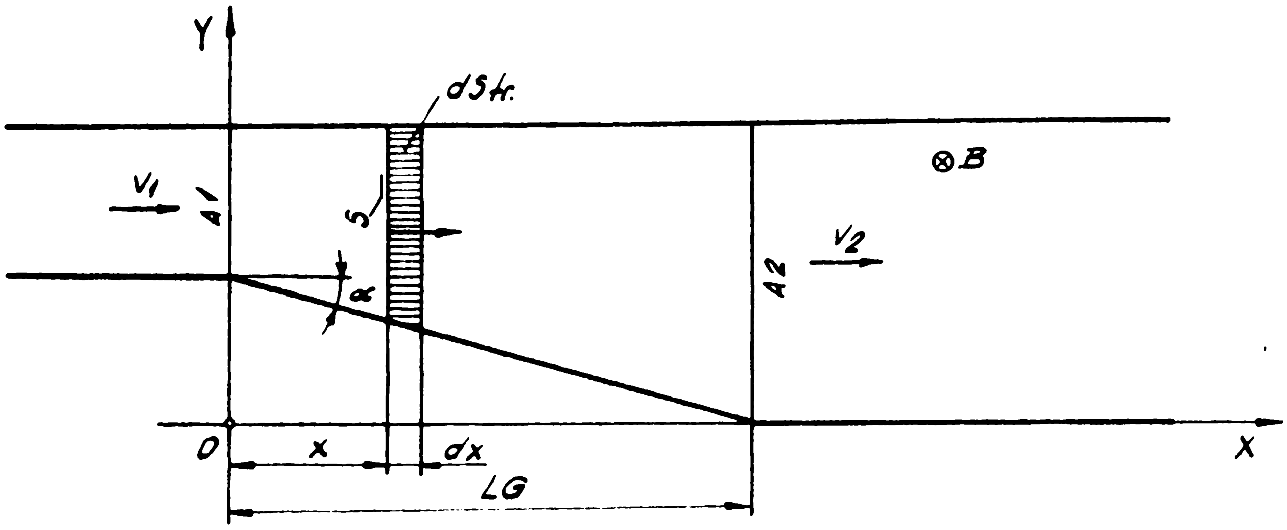


Fig. 9.1

Forța de frecare pe o suprafață de frecare elementară este:

$$dF_{fr} = \tau . dS_{fr} \qquad (9.4)$$

Avînd în vedere că:

$$\tau = \lambda \frac{\rho}{8} . v^2, \qquad (9.5)$$

rezultă:

$$d\, F_{fr} = \lambda \frac{\rho}{8} . v^2 . dS_{fr} \qquad (9.6)$$

Corespunzător, puterea pierdută prin frecare va fi:

$$dW_{fr} = dF_{fr} . V = \lambda \frac{\rho}{8} . v^3 dS_{fr} \qquad (9.7)$$

Această putere pierdută se poate exprima și sub forma:

$$dW_{fr} = d\,\Delta P_{fr} . Q = d\,\Delta P_{fr} . V . S \qquad (9.8)$$

Egalînd cele două expresii, rezultă energia specifică elementară pierdută prin frecare:

$$d\,\Delta P_{fr} = \lambda \frac{\rho}{8} . v^2 . \frac{dS_{fr}}{S} \qquad (9.9)$$

Energia specifică pierdută pe întreagă suprafață de frecare va fi:

$$\Delta P_{fr} = \int_{S_{fr}} \lambda \frac{\rho}{8} . v^2 \frac{dS_{fr}}{S} \qquad (9.10)$$

Considerînd λ și ρ constanți, coeficientul de rezistență hidraulică datorită frecării va fi:

$$\zeta_{fr}=\frac{\lambda}{4}\cdot\int_{S_{fr}}\left(\frac{V}{V_1}\right)^2\frac{dS_{fr}}{S} \qquad (9.11)$$

Avînd în vedere că:

$$V.S=V_1.S_1$$

rezultă:

$$\zeta_{fr}=S_1^{\,2}\cdot\frac{\lambda}{4}\cdot\int_{S_{fr}}\frac{dS_{fr}}{S^3}$$

In cazul semidifuzoarelor plane:

$$dS_{fr}=(B+2.(A1+X.tg\alpha))dX+B.\frac{dX}{\cos\alpha},$$

$$S=B.(A1+X.tg\alpha);$$

$$\int_{S_{fr}}\frac{dS_{fr}}{S^3}=\frac{1}{B^2}\cdot\frac{1+\cos\alpha}{\cos\alpha}\cdot\int_0^{LG}\frac{dX}{(A1+X.tg\alpha)^3}+\frac{2}{B^2}\cdot\int_0^{LG}\frac{dX}{(A1+X.tg\alpha)^2}=$$

$$=\frac{1}{2.B^2}\cdot\frac{1+\cos\alpha}{\sin\alpha}\cdot\left(\frac{1}{A1^2}-\frac{1}{(A1+LG.tg\alpha)^2}\right)+$$

$$+\frac{2}{B^3}\cdot\frac{1}{tg\alpha}\cdot\left(\frac{1}{A1}-\frac{1}{A1+LG.tg\alpha}\right)$$

Avînd în vedere că:

$$A1+LG.tg\alpha=A2,$$

rezultă:

$$\int_{S_{fr}}\frac{dS_{fr}}{S^3}=\frac{1}{2.B^2}\cdot\frac{1+\cos\alpha}{\sin\alpha}\;\frac{A2^2-A1^2}{A1^2.A2^2}+\frac{2}{B^3}\cdot\frac{1}{tg\alpha}\cdot\frac{A2-A1}{A1-A2}$$

Avînd în vedere că S1=A1.B, coeficientul ζ_{fr} în cazul semidifuzoarelor plane se exprimă prin relaţia:

$$\zeta_{fr}=\frac{\lambda}{4}\cdot\left(\frac{1}{2}\cdot\frac{1+\cos\alpha}{\sin\alpha}\cdot\left(1-\left(\frac{A1}{A2}\right)^2\right)+\frac{2}{tg\alpha}\cdot\frac{A1}{B}\cdot\left(1-\frac{A1}{A2}\right)\right) \qquad (9.12)$$

9.3. Determinarea coeficienţilor ζ_{dif} şi ζ_{dest}.

Avînd determinată valoarea lui ΔP_{tot} (experimental, sau calculată teoretic cu formulele de la capitolele VI şi VII), rezultă valoarea coeficientului ζ_{dif}:

$$\zeta_{dif} = \frac{\Delta P_{tot}}{\frac{\rho \cdot v_1^2}{2}} \tag{9.13}$$

Valoarea lui ζ_{dest} va fi:

$$\zeta_{dest} = \zeta_{dif} - \zeta_{fr} \tag{9.14}$$

CAPITOLUL X

CERCETARI EXPERIMENTALE ASUPRA SEMIDIFUZOARELOR PLANE

10.1. Instalaţia experimentală.

Incercările experimentale au fost efectuate pe o instalaţie special construită în acest scop şi a cărei schemă de principiu este prezentată în figura 10.1, respectiv în figura 10.2.

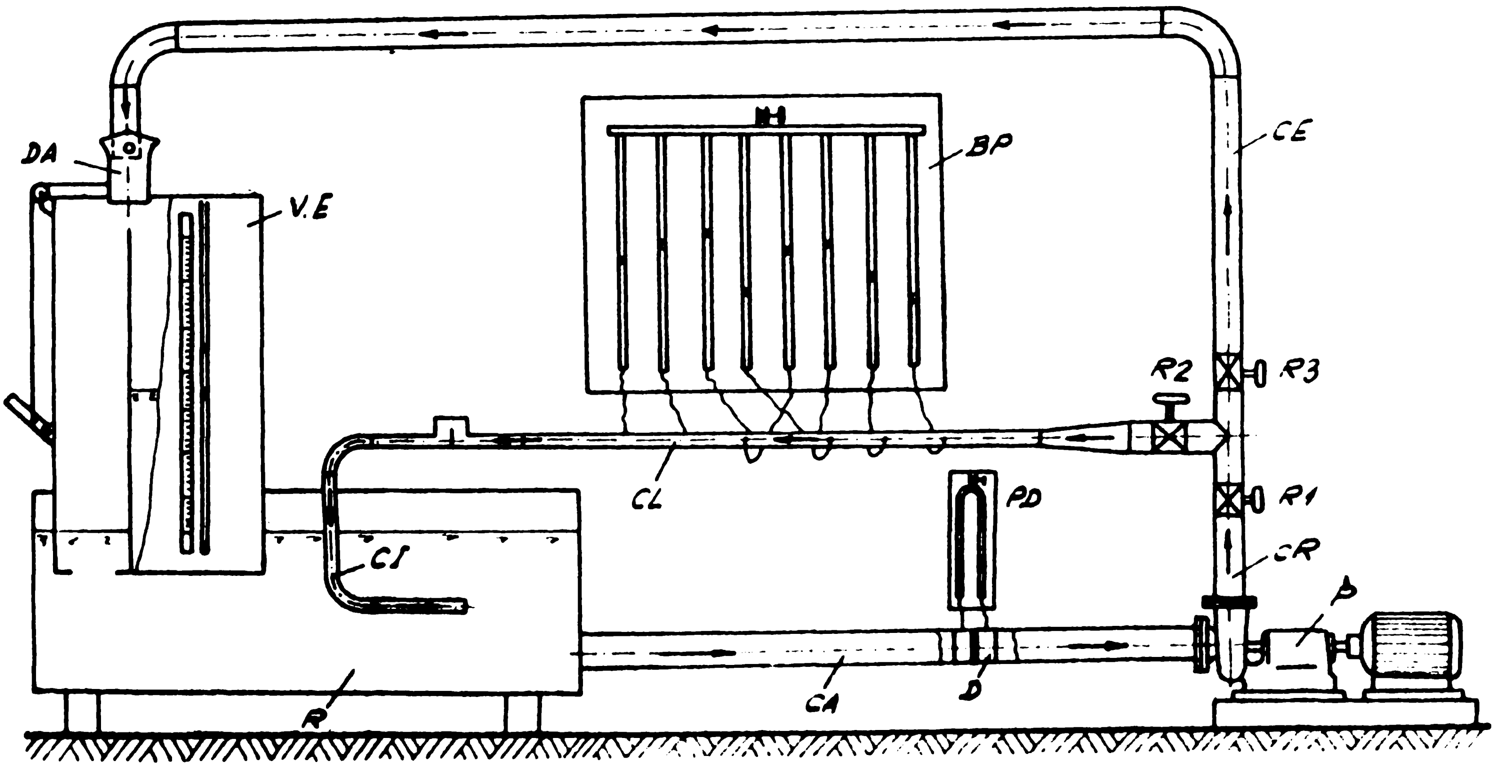


Fig. 10.1

Pompa P aspiră apa din rezervorul R prin conducta de aspiraţie CA, pe care este montată diafragma D, a cărei prize de presiune sînt legate de piezometrul diferenţial direct PD.

Reglarea debitului se face cu ajutorul robinetului R_1, montat pe conducta de refulare a pompei CR.

In situaţia cînd robinetul R_2 este deschis şi R_3 este închis, debitul de apă va trece integral prin conducta de lucru CL, după care se reîntoarce în rezervor prin conducta de întoarcere CI.

Instalaţia permite etalonarea diafragmei în poziţia de lucru. In acest scop se închide robinetul R2 şi se deschide R3, astfel debitul de apă integral va trece prin conducta de etalonare CE, prin care ajunge la vasul etalonat VE. Dispozitivul de [illegible] a jetului DA permite manevrarea jetului deasupra compartimentului de etalonare.

Bateria de piezometre directe BP permite determinarea pe cale experimentală a distribuţiei de presiune pe peretele curb, respectiv pe peretele drept al semidifuzorului plan.

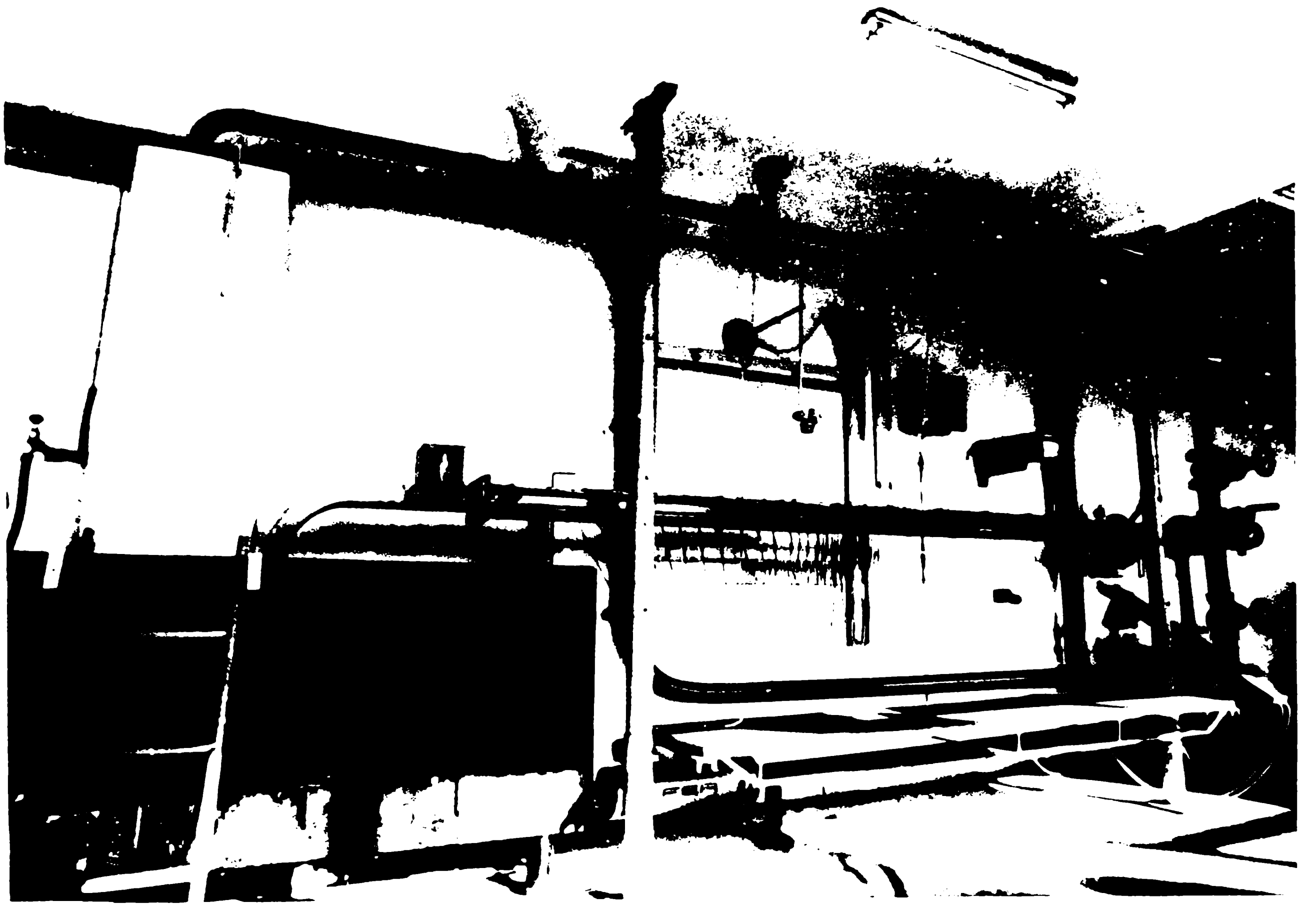


Fig. 10.2

In figura 10.3 este prezentată schematic vederea de sus a zonei de lucru unde este amplasat semidifuzorul plan.

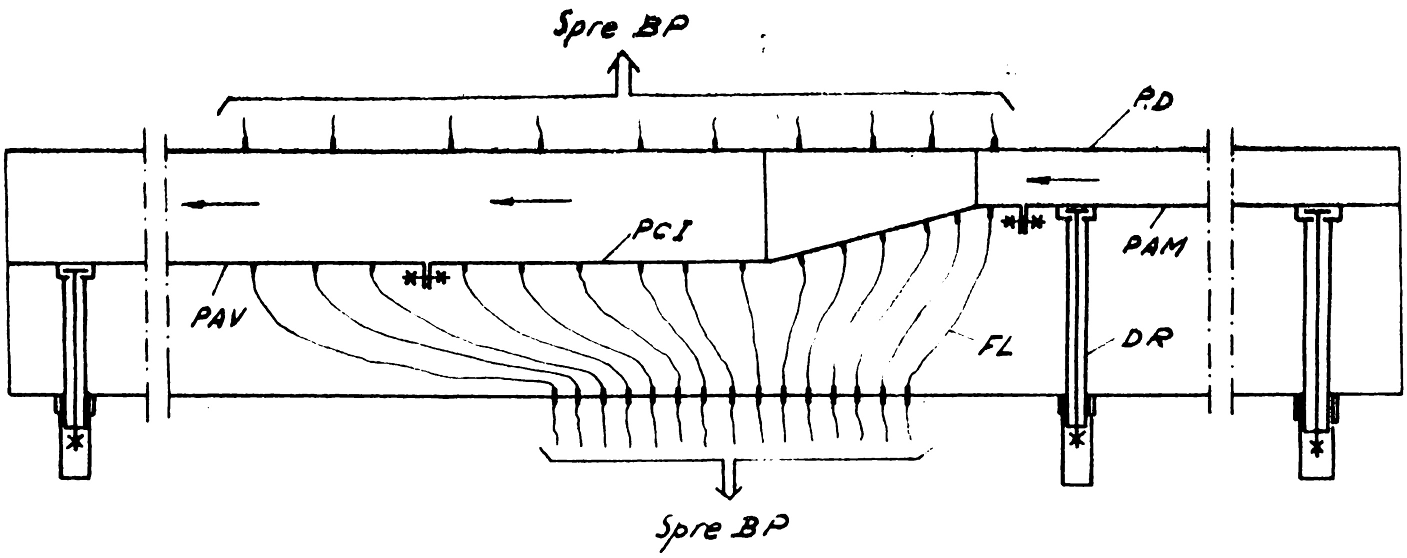


Fig. 10.3

In vederea realizării variaţiei în mod continuu a raportului de secţiuni instalaţia a fost astfel concepută, încît unul dintre pereţii laterali ai semidifuzorului plan să fie reglabil.

Astfel, peretele drept PD este fix, iar peretele curb este deplasabil din exterior cu ajutorul a trei dispozitive de reglare DR. Peretele curb este format din trei părţi: peretele amonte PAM, peretele curb interschimbabil PCI şi peretele aval PAV.

Prizele de presiune statică de pe pereţii laterali ai semidifuzorului sînt puse în legătură cu bateria de piezometre BP cu ajutorul racordurilor flexibile FL.

In figura 10.4 este prezentată schematic o secţiune transversală prin zona de lucru unde este amplasat semidifuzorul.

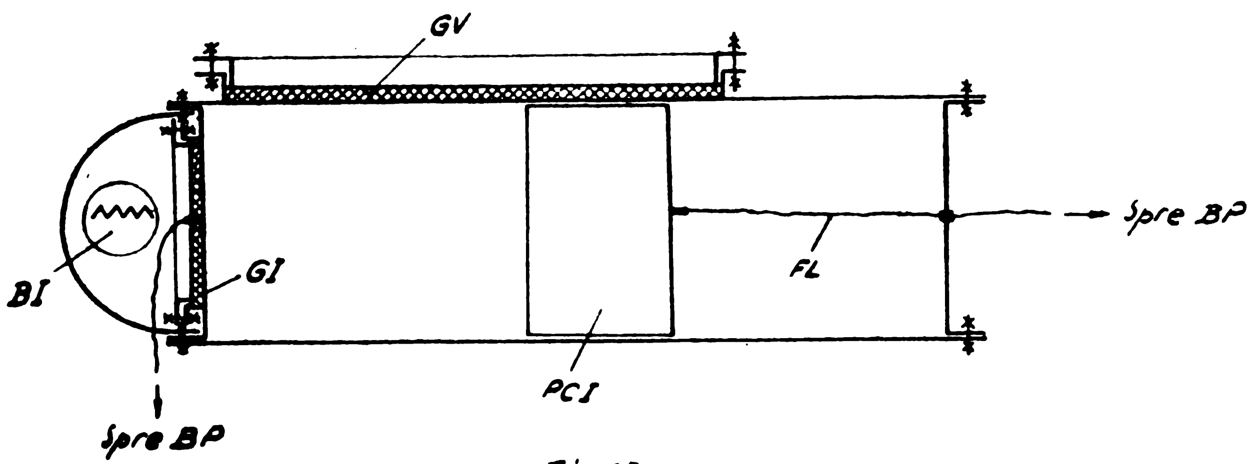


Fig. 10.4

Pentru vizualizarea mişcării în zona difuzorului instalaţia a fost prevăzută cu un sistem de iluminare laterală, asigurată cu ajutorul becurilor de iluminare BI; geamul de iluminare GI este montat pe peretele lateral drept PD în zona semidifuzorului, iar geamul de vizualizare GV pe capacul superior al conductei de lucru.

10.2. <u>Cercetări experimentale.</u>

Au fost făcute calculele teoretice şi supuse încercărilor experimentale cîteva semidifuzoare plane cu perete plan înclinat.

In figura 10.5 este prezentat schematic acest tip de difuzor, iar în tabelul 10.1 sînt date dimensiunile geometrice.

In tabelele 10.2 şi 10.3 sînt date coordonatele X ale prizelor de presiune statică.

$\alpha°$	6	10	30	60	90
LG [mm]	286,0	170,0	52,0	17,3	0,0
ΔA [mm]	30	30	30	30	30
B [mm]	60	60	60	60	60

Tabelul 10.1

P / $\alpha°$	X [mm]																
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
6	-8	5	15	30	50	80	110	140	170	200	230	260	275	290	400	500	600
10	-8	5	15	30	50	80	110	140	170	185	200	230	260	290	400	500	600
30	-8	5	15	25	40	55	75	87	100	130	160	190	240	290	400	500	600
60	-8	5	10	15	25	40	49	60	85	110	150	190	240	290	400	500	600
90	-8	0	0	10	20	30	40	60	85	110	150	190	240	290	400	500	600

Tabelul 10.2

P	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33
X [mm]	-8	42	92	142	192	292	392	492	574	662	778	874	962	1078	1174	1262

Tabelul 10.3

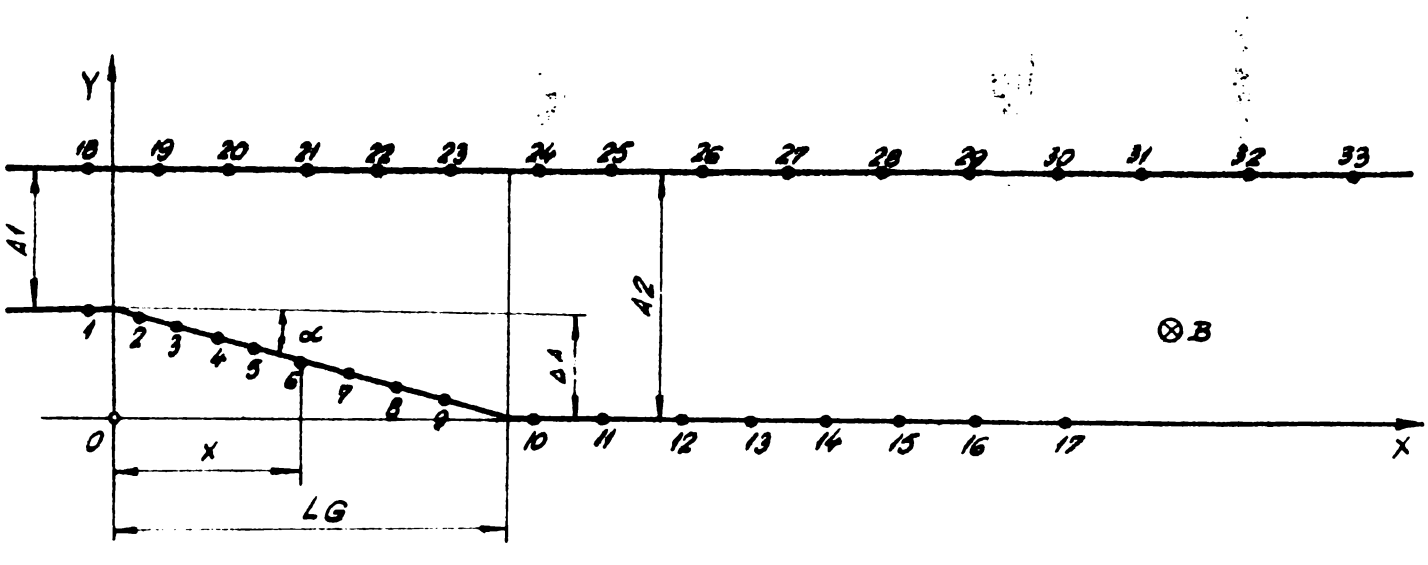


Fig. 10.5

In cazul semidifuzoarelor studiate avînd unghiurile de înclinare $\alpha = 6^{o}$, 10^{o} nu s-a produs desprinderea curentului, deci nu s-a format nici zona mişcării rotaţionale; iar în cazul semidifuzoarelor cu unghiurile de înclinare $\alpha = 30^{o}$, 60^{o}, 90^{o} desprinderea curentului s-a produs chiar de la intrare, formîndu-se o zonă a mişcării rotaţionale.

Aceste constatări s-au făcut prin vizualizarea mişcării cu ajutorul rumeguşului de lemn introdus în curentul de apă. In figurile 10.6...10.15 sînt prezentate fotografiile vizualizărilor, care confirmă cele spuse mai sus.

In figurile 10.16...10.25 sînt prezentate diagramele de variaţie a presiunii calculate cu ajutorul formulelor (6.3), respectiv (7.3). Curbele trasate cu linie plină reprezintă variaţia presiunii pe peretele curb, iar curba trasată cu linie întreruptă variaţia presiunii pe peretele drept.

In aceleaşi diagrame sînt figurate şi valorile obţinute experimental ale presiunilor (s-au utilizat puncte pline pentru peretele curb, iar cruciuliţele pentru peretele drept).

Din analiza acestor diagrame rezultă că diferenţele maxime relative între valorile teoretice şi cele măsurate experimental ale presiunii calculate cu formula:

$$\varepsilon_p = \frac{p_{teor} - p_{exp}}{\frac{\rho v_1^2}{2}}$$

nu depăşesc 5%.

In tabelele 10.4, 10.5 şi 10.6, respectiv în diagramele 10.26, 10.27 şi 10.28 sînt date valorile coeficienţilor de pierderi ζ_{fr}, ζ_{dif} şi ζ_{dest} în funcţie de parametrii geometrici definitorii (A1/A2, A1/B, α) pentru semidifuzoarele studiate teoretic şi încercate experimental.

Aceste valori au fost calculate cu ajutorul formulelor (9.12), (9.13) şi (9.14).

Determinarea rugozităţii absolute K a suprafeţei interioare a conductei a fost făcută cu ajutorul microscopului dublu Linnik (tip Schmaltz).

Fig.10.6 A1=30 mm A1/A2=0,5 A1/B=0,5 $\alpha=6^{0}$

Fig.10.7 A1=30 mm A1/A2=0,5 A1/B=0,5 $\alpha=10^{0}$

Fig.10.8 A1=30 mm A1/A2=0,5 A1/B 0,5 $\alpha=30^{0}$

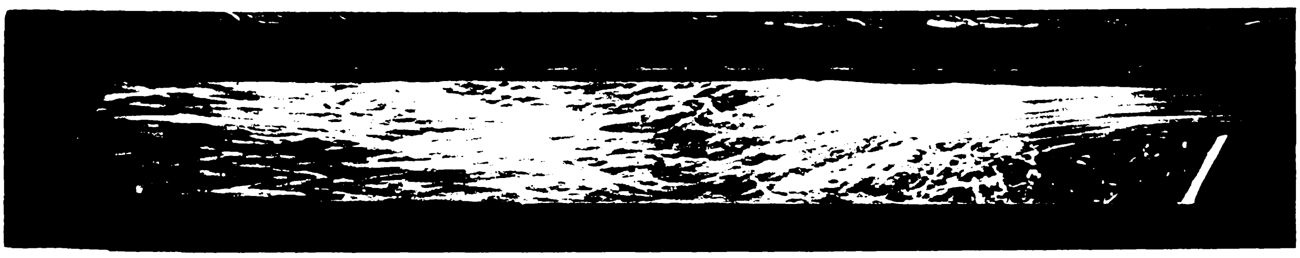


Fig.10.9 A1=30 mm A1/A2=0,5 A1/B=0,5 $\alpha=60^{0}$

Fig.10.10 A1=30 mm A1/A2=0,5 A1/B=0,5 $\alpha=90^{0}$

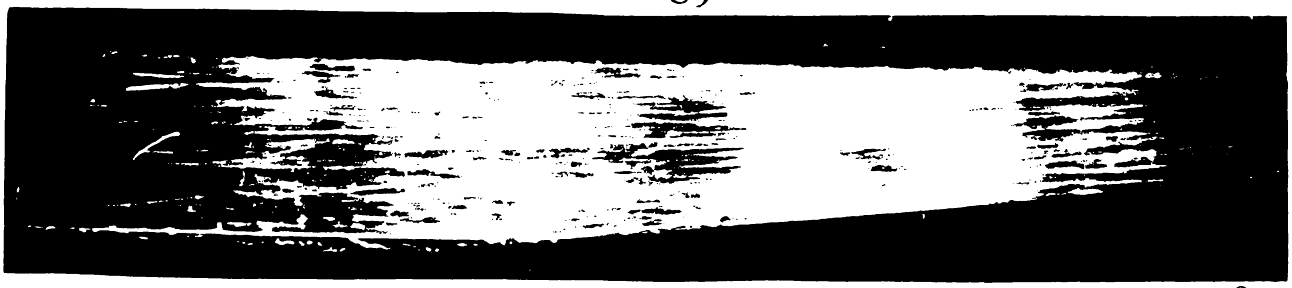


Fig.10.11 A1=60mm A1/A2=0,666 A1/B=1,0 $\alpha=6^{0}$

Fig.10.12 A1=60mm A1/A2=0,666 A1/B=1,0 $\alpha=10^{0}$

Fig.10.13 A1=60mm A1/A2=0,666 A1/B=1,0 $\alpha=30^{0}$

Fig.10.14 A1=60mm A1/A2=0,666 A1/B=1,0 $\alpha=60^{0}$

Fig.10.15 A1=60mm A1/A2=0,666 A1/B=1,0 $\alpha=90^{0}$

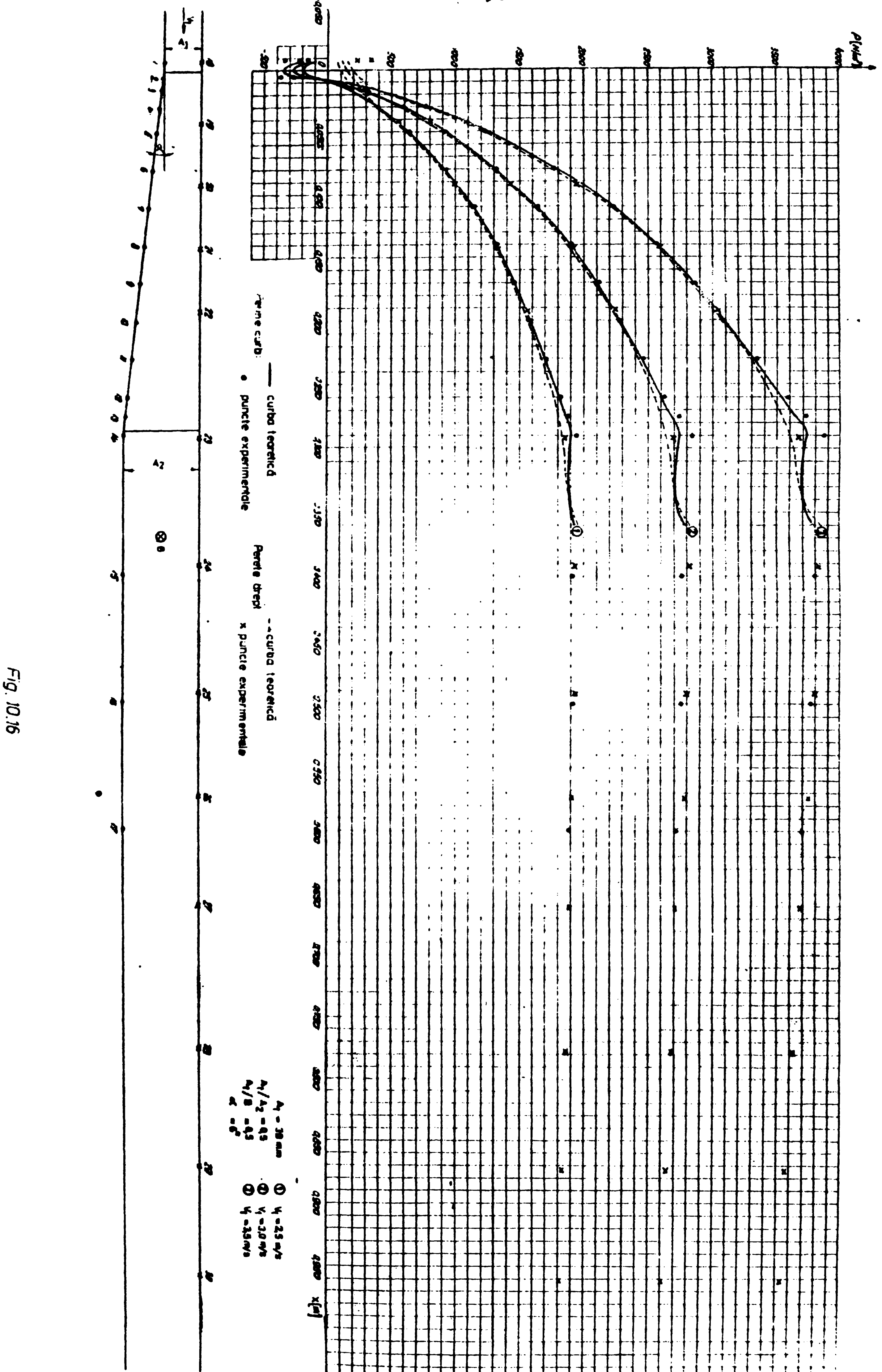

curba teoretică
puncte experimentale
Perete drept
curba teoretică
x puncte experimentale
$A_1 = 30$ mm
$A_1/A_2 = 0,5$
$A_1/B = 0,5$
$\alpha = 6°$
$v_1 = 2,5$ m/s
$v_1 = 3,0$ m/s
$v_1 = 3,5$ m/s
x [m]
A_1
A_2

Fig. 10.16

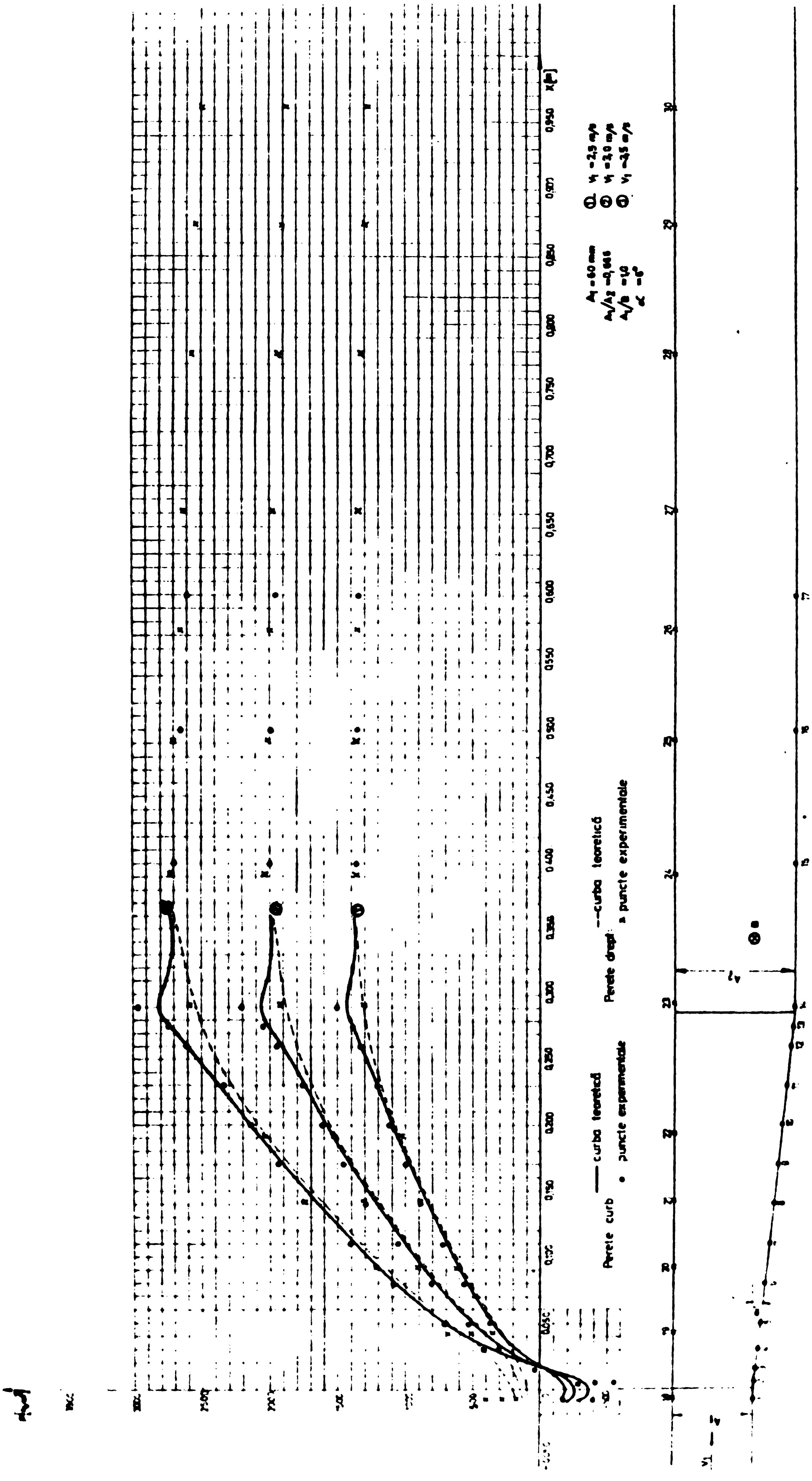

Perete curb — curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept --curba teoretică
x puncte experimentale
x[m]
l_v
v_1

Fig. 10.17

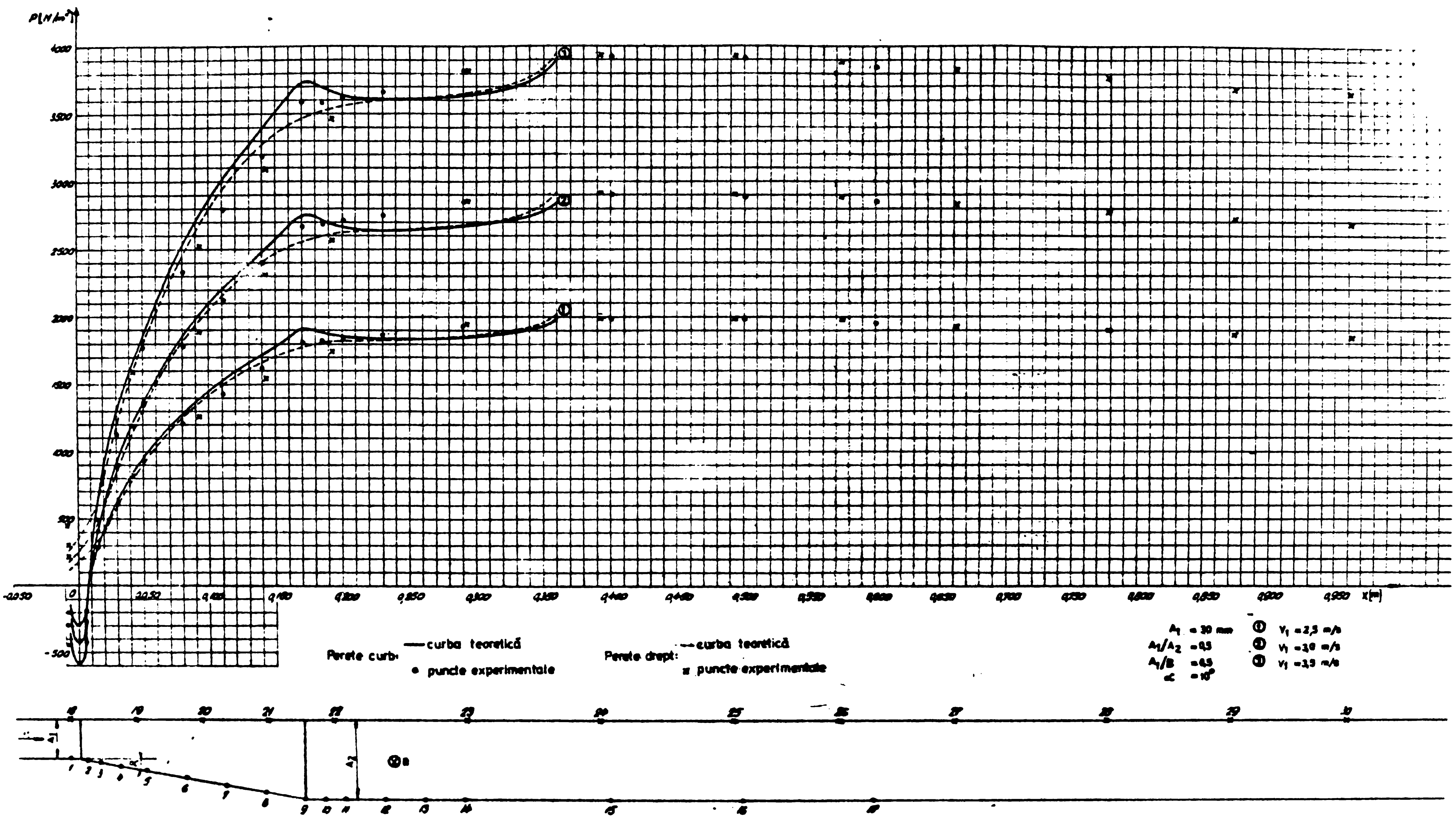

p[N/m²]
x[m]
Perete curb: —curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept: --curba teoretică
x puncte experimentale
A₁ = 30 mm
A₁/A₂ = 0,5
A₁/B = 0,5
α = 10°
① v₁ = 2,5 m/s
② v₁ = 3,0 m/s
③ v₁ = 3,5 m/s

Fig. 10.18

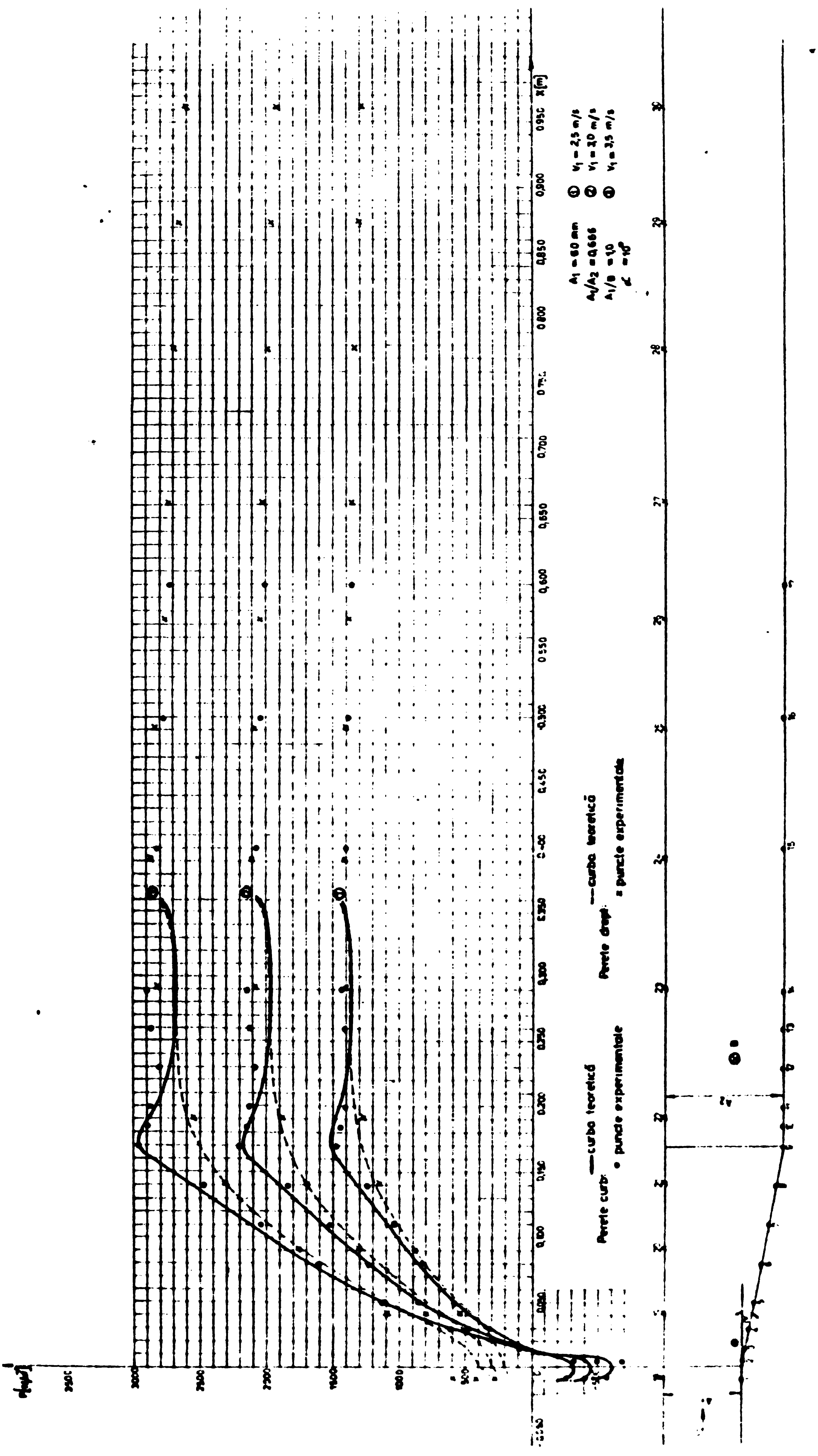

Perete curb: —curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept: --curba teoretică
x puncte experimentale
A1 = 60 mm
A1/A2 = 0,666
A1/B = 1,0
v1 = 2,5 m/s
v1 = 3,0 m/s
v1 = 3,5 m/s
x [m]

Fig.10.19

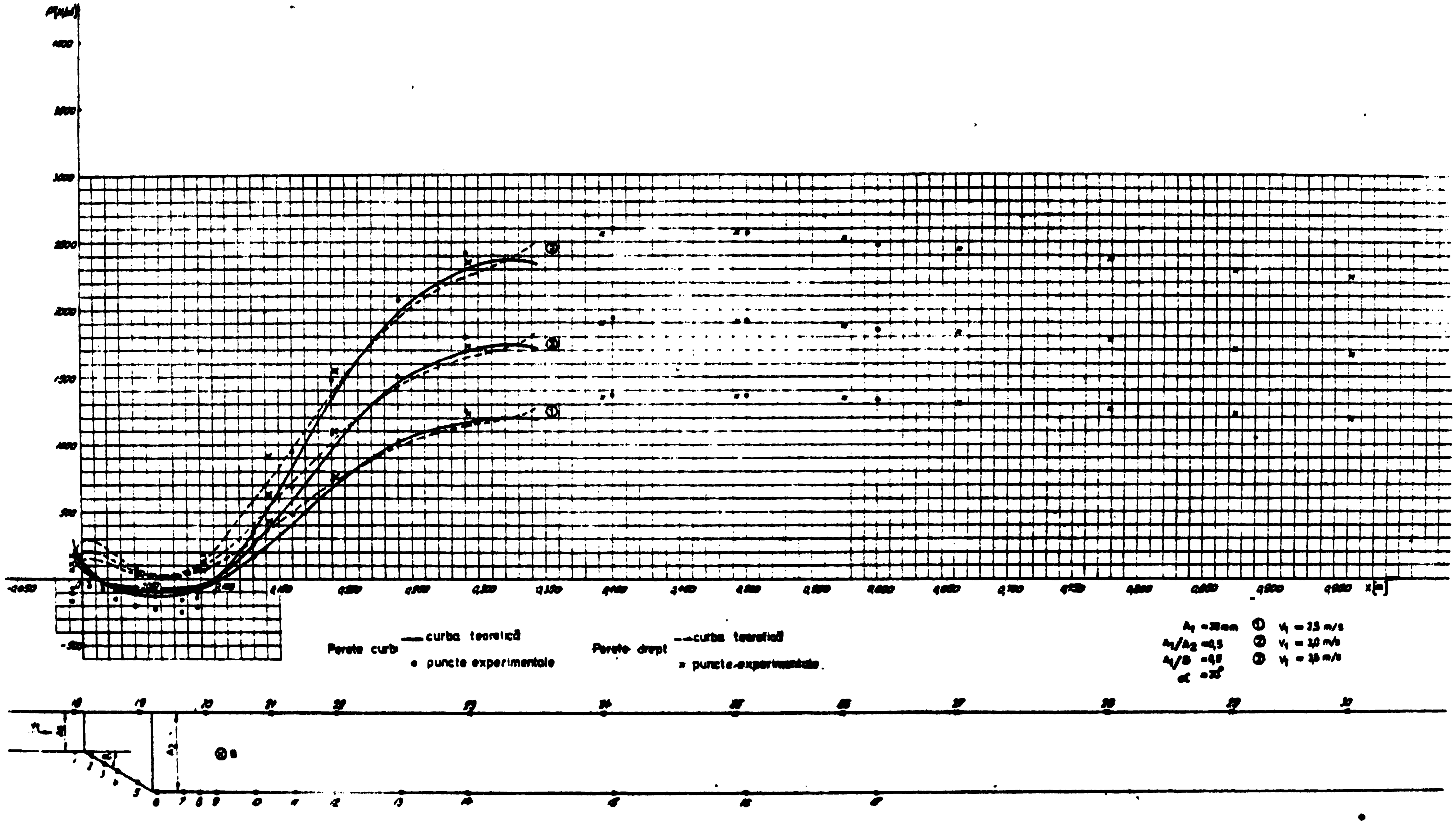

P[N/m²]
x[m]
Perete curb —curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept --curba teoretică
x puncte experimentale
h_1 = 38 mm
h_1/h_2 = 0,5
h_1/B = 0,6
α = 30°
① v_1 = 2,5 m/s
② v_1 = 3,0 m/s
③ v_1 = 3,5 m/s

Fig. 10

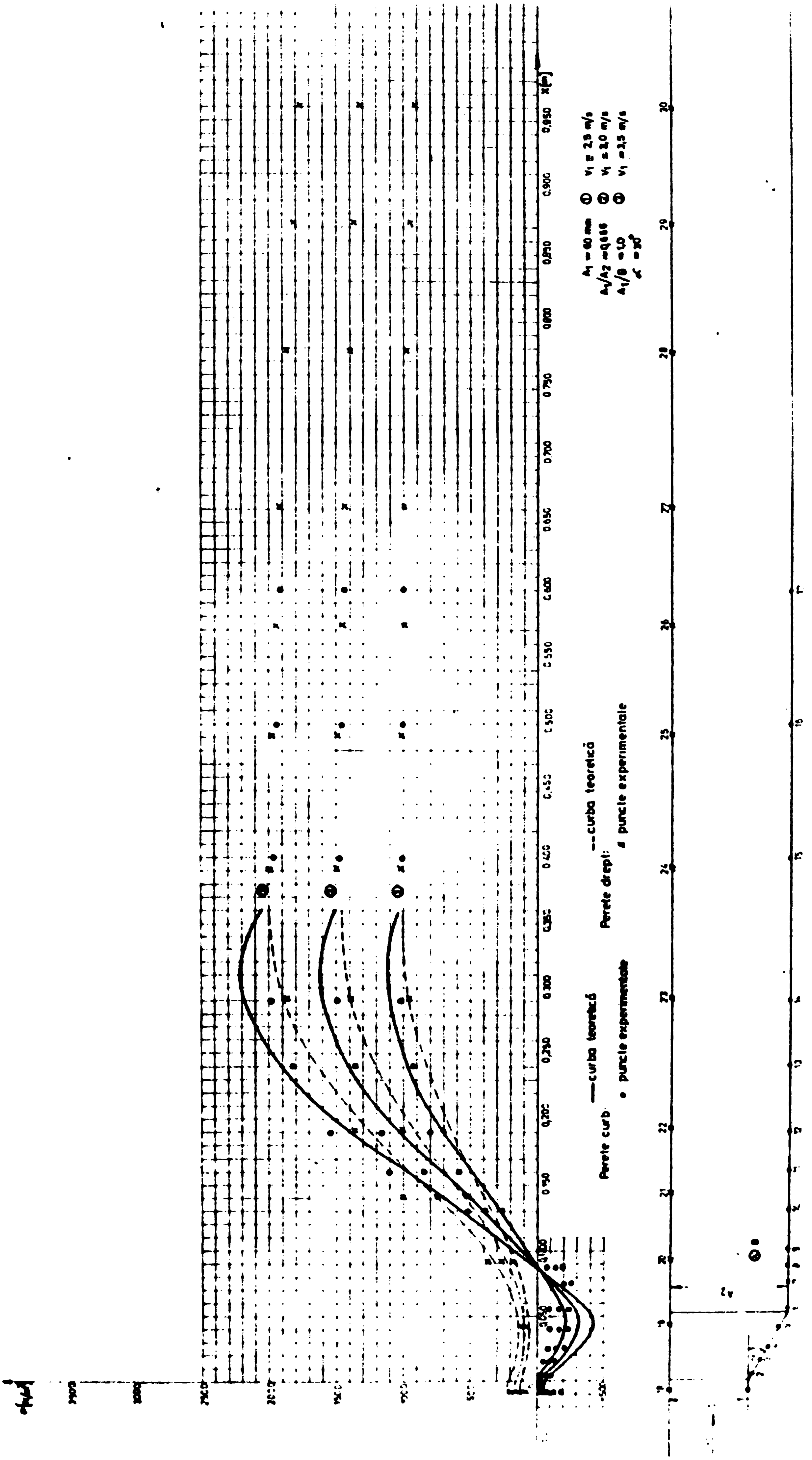

Perete curb
—curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept:
--curba teoretică
x puncte experimentale

Fig. 10.21

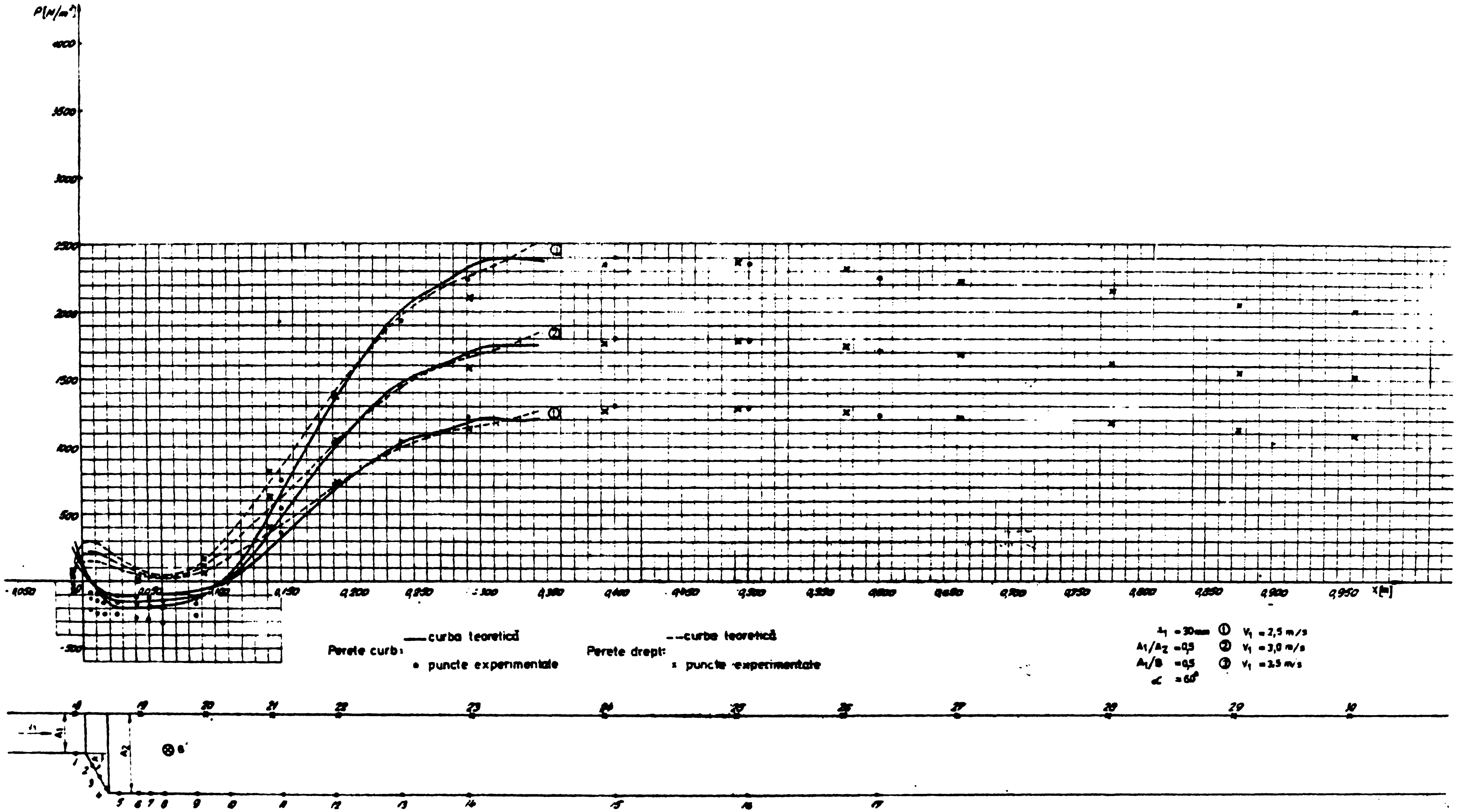

P[N/m²]
x[m]
Perete curb: —curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept: --curba teoretică
x puncte experimentale
A_1 = 30mm ① V_1 = 2,5 m/s
A_1/A_2 = 0,5 ② V_1 = 3,0 m/s
A_1/B = 0,5 ③ V_1 = 3,5 m/s
α = 60°

Fig. 10.22

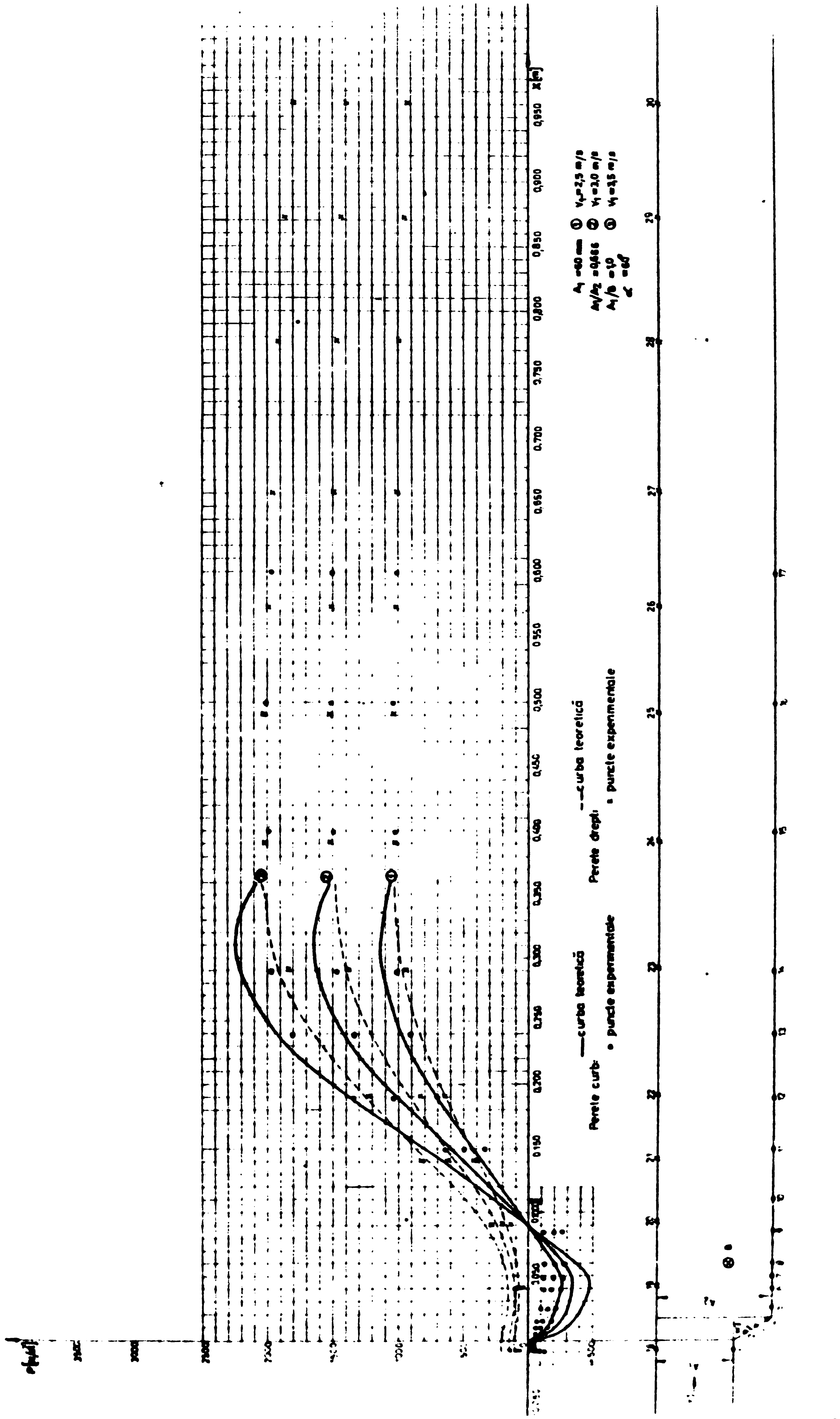

Perete curb: —curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept: --curba teoretică
▪ puncte experimentale
x [m]

Fig.10.23

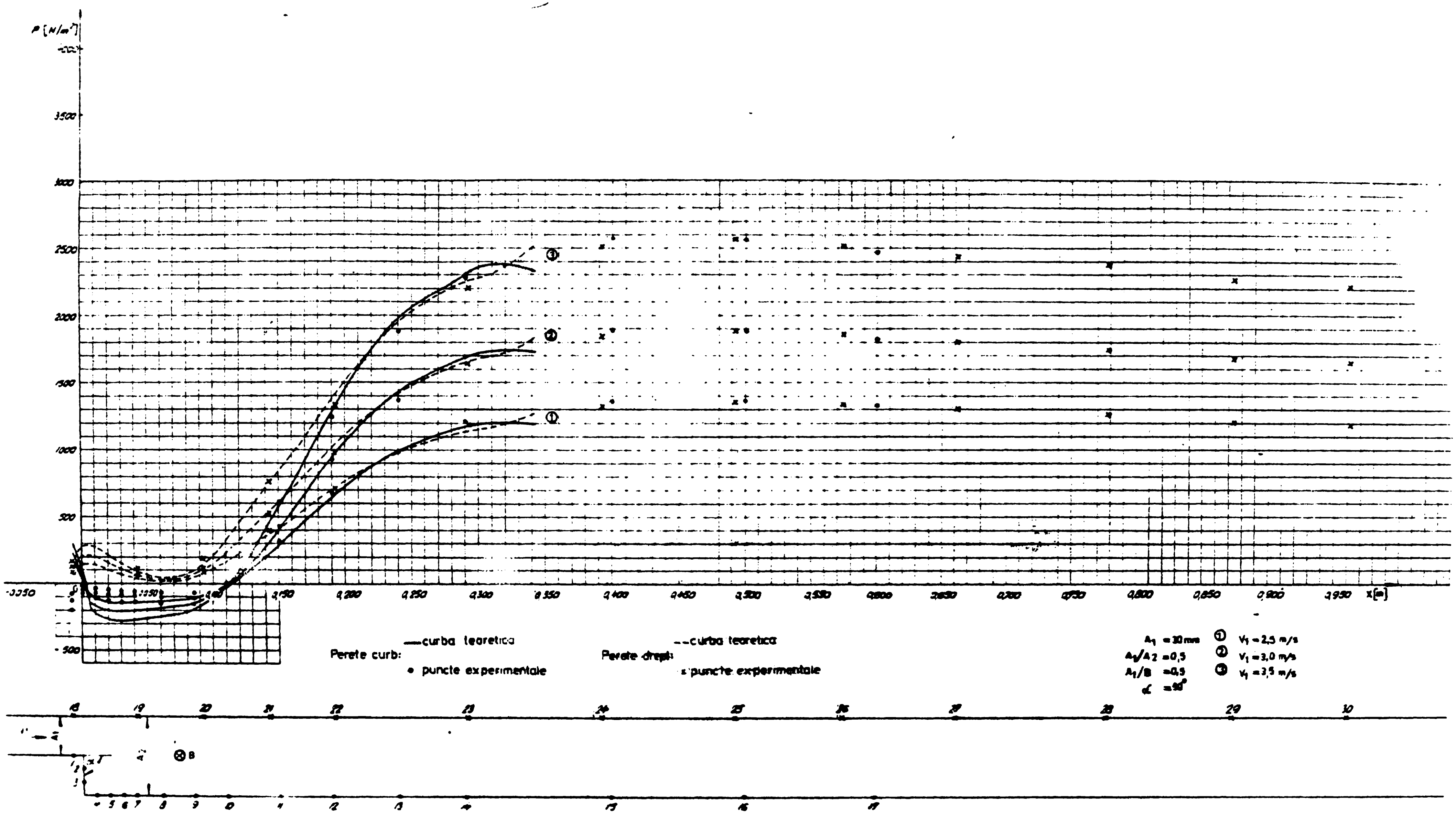

p [N/m²]
3500
3000
2500
2000
1500
1000
500
-500
0,150
0,200
0,250
0,300
0,350
0,400
0,450
0,500
0,550
0,600
0,650
0,700
0,750
0,800
0,850
0,900
0,950
x[m]
Perete curb:
—curba teoretica
• puncte experimentale
Perete drept:
--curba teoretica
x puncte experimentale
A1 =30mm
A1/A2 =0,5
A1/B =0,5
α =90°
① V1 =2,5 m/s
② V1 =3,0 m/s
③ V1 =3,5 m/s
⊗ B

Fig. 10.24

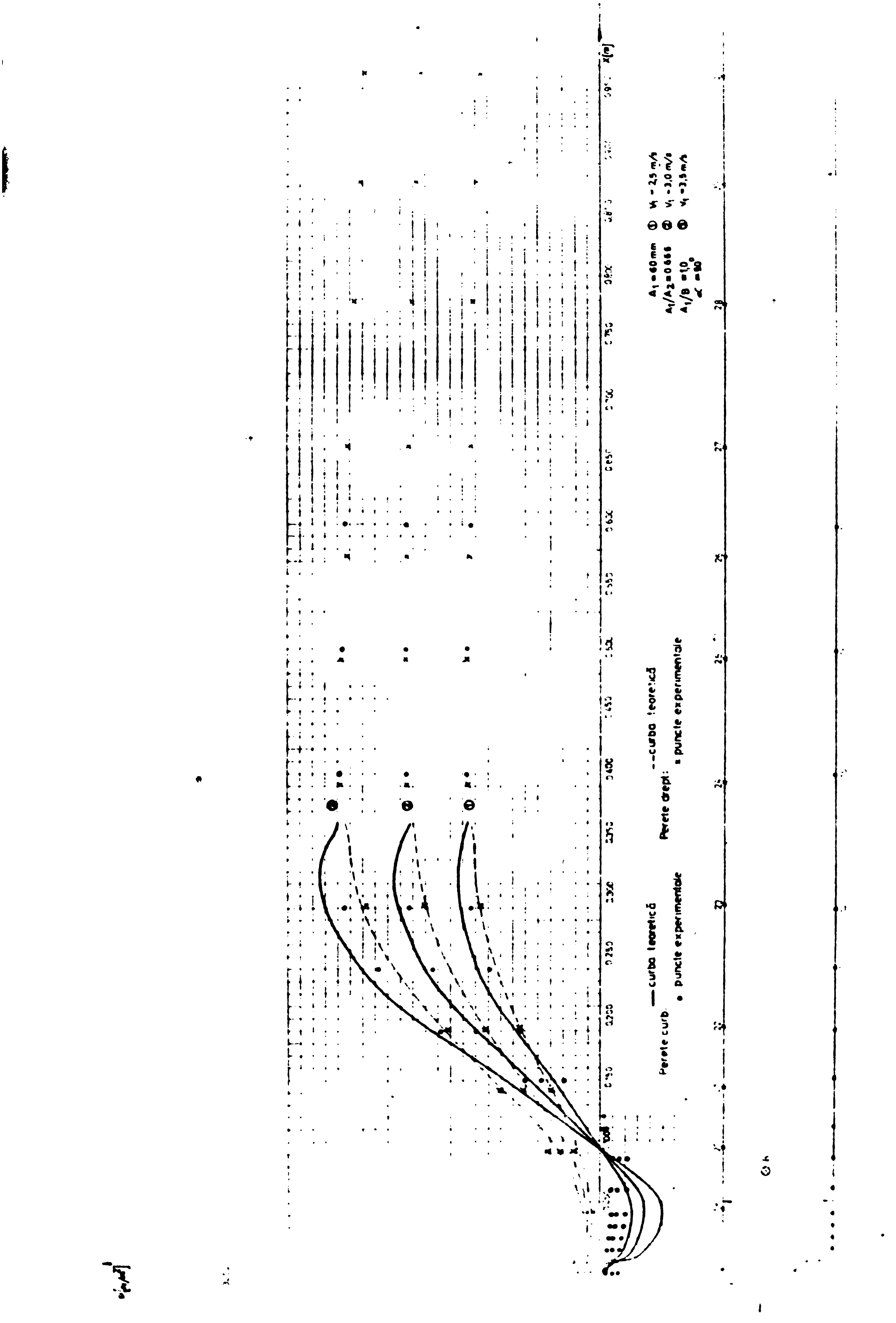

x[m]
Perete curb —curba teoretică
• puncte experimentale
Perete drept --curba teoretică
x puncte experimentale
A1=60mm
A1/A2=0.666
A1/B=1,0
α=90°
v1=2,5 m/s
v1=3,0 m/s
v1=3,5 m/s

Fig.10.25

A_1/A_2		0,5	0,666
A_1/B		0,5	1,0
λ		0,0281	0,0254
α	6°	0,0826	0,0738
	10°	0,0498	0,0442
	30°	0,0159	0,0139
	60°	0,0066	0,0055
	90°	0,0026	0,0018

Tabelul 10.4

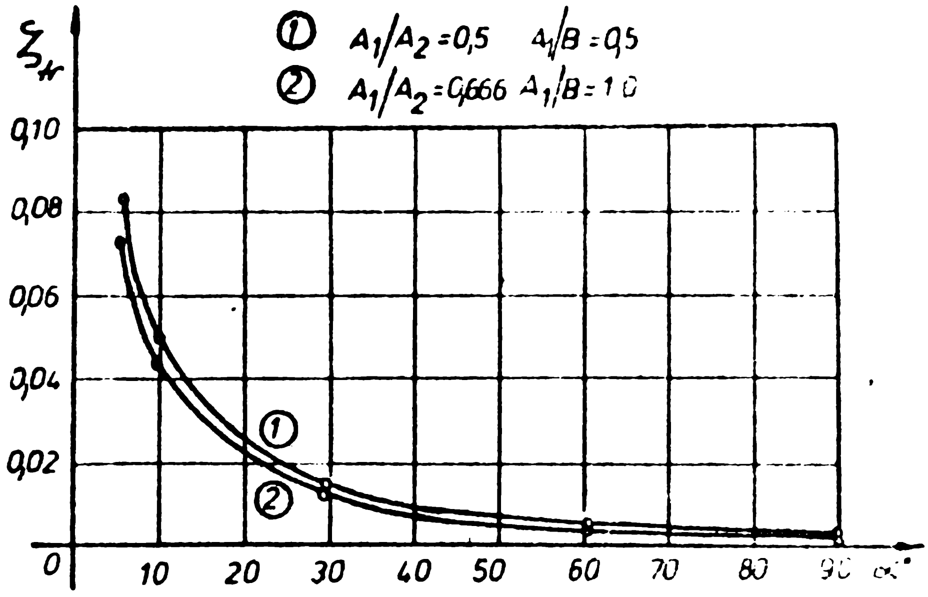


Fig. 10.26

A_1/A_2		0,5	0,666
A_1/B		0,5	1,0
α	6°	0,1255	0,1115
	10°	0,1054	0,1000
	30°	0,3580	0,2470
	60°	0,3510	0,2430
	90°	0,3550	0,2430

Tabelul 10.5

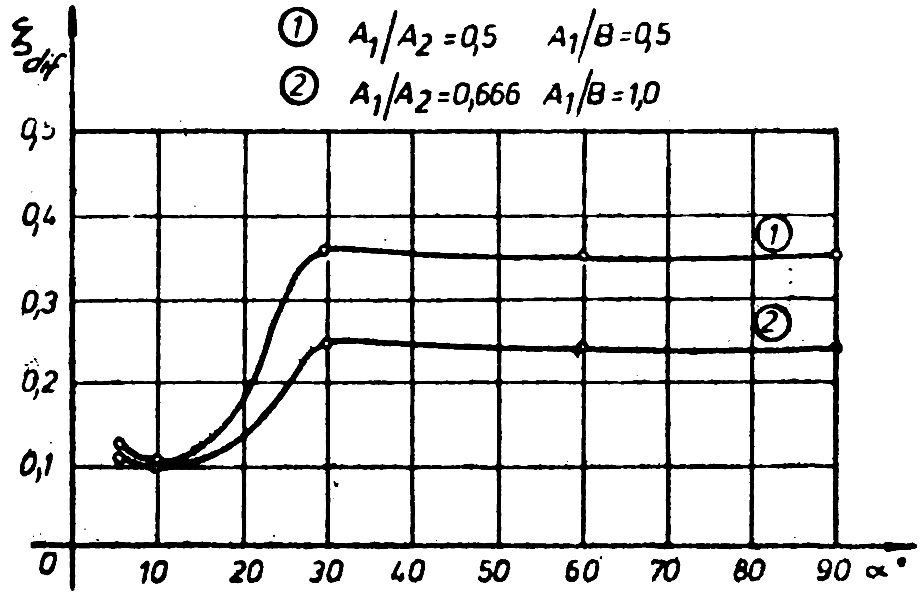


Fig 10.27

A_1/A_2		0,5	0,666
A_1/B		0,5	1,0
α	6°	0,0429	0,0377
	10°	0,0556	0,0558
	30°	0,3321	0,2331
	60°	0,3444	0,2375
	90°	0,3524	0,2412

Tabelul 10.6

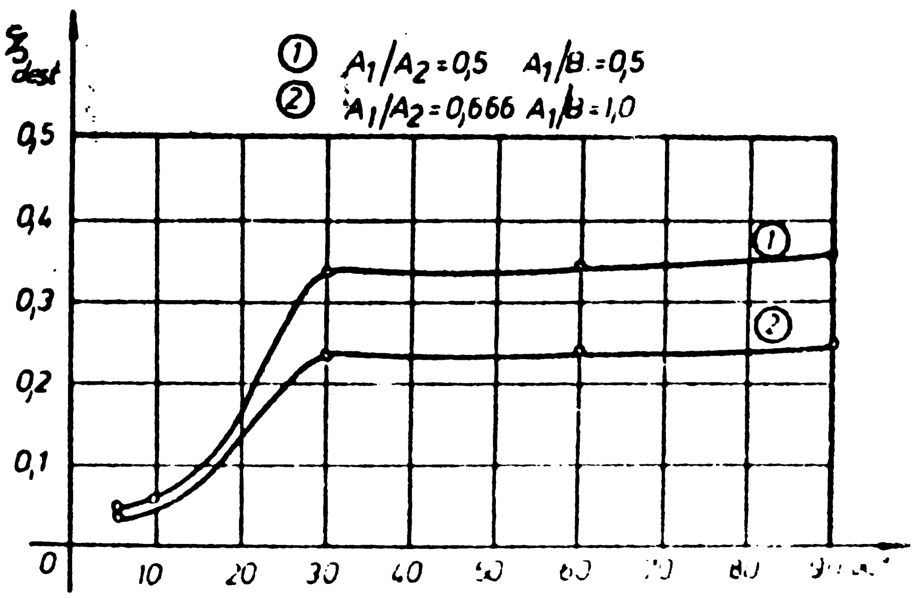


Fig 10.28

CAPITOLUL XI

CONCLUZII GENERALE

Lucrarea se înscrie printre preocupările actuale privind studiul difuzoarelor, încadrîndu-se în problematica actuală şi de perspectivă a hidraulicii teoretice şi aplicate.

Principalul scop urmărit în cadrul lucrării este construirea unui model fizico-matematic pentru studiul mişcării fluidelor reale incompresibile în regim turbulent prin semidifuzoare plane.

Motivele abordării studiului semidifuzoarelor plane au fost următoarele:

a. Avînd în vedere faptul că mişcarea fluidului real prin difuzoare este foarte complicată, în vederea construirii unui model fizico-matematic al mişcării, studiul difuzoarelor trebuie început cu acel tip de difuzor care din punct de vedere fenomenologic este cel mai simplu. In cazul semidifuzoarelor plane mişcarea fluidului este cea mai ordonată în raport cu mişcarea prin alte tipuri de difuzoare, datorită faptului că zona rotaţională rămîne fixă, deci nu apare fenomenul de desprindere periodică a vîrtejurilor şi transportarea lor de curentul de fluid.

b. In literatura de specialitate consultată nu sînt semnalate lucrări legate de studiul acestor tipuri de difuzoare.

Principalele contribuţii originale aduse, precum şi unele concluzii ce se desprind pe marginea lor sînt următoarele:

1. Prin combinarea unor funcţii de transformări simple cu transformări Λ a fost construit modelul matematic care realizează transformarea conformă aproximativă a fişiilor infinite lărgite local, respectiv a domeniilor mărginite de linii poligonale curbe închise pe semiplanul superior.

Funcţiile de transformare aproximative construite permit studiul şi altor probleme din domeniul mecanicii fluidelor, cum ar fi de exemplu: difuzoarele plane, mişcarea fluidelor în straturi permeabile care au forma unor fîşii infinite, lărgite local, ş.a.

Aceste funcţii de transformare pot fi utilizate şi la studiul unor probleme în domeniul rezistenţei materialelor, termotehnicii şi electrotehnicii.

2. Pentru cazul semidifuzoarelor plane la care se produce desprinderea curentului a fost stabilită ecuaţia curbei de lărgire a domeniului mişcării potenţiale şi a fost construit un model de mişcare în domeniul rotaţional.

3. Prin analiza fenomenologică şi prin comparaţie cu rezultatele experimentale proprii au fost separate tipurile de pierderi energetice şi stabilite legile lor de variaţie în cazul mişcării fluidelor reale incompresibile în regim turbulent prin semidifuzoare plane.

Modelul energetic adaptat poate fi utilizat (cu modificările şi completările necesare) şi la studiul altor tipuri de difuzoare.

4. Au fost stabilite formulele de calcul pentru funcţia de presiune în ipoteza fluidului real incompresibil în regim turbulent, care permit cunoaşterea distribuţiei reale a presiunii pe pereţii semidifuzoarelor plane.

5. Au fost determinate valorile coeficienţilor de pierderi ζ_{fr}, ζ_{dest} şi ζ_{dif}, date inexistente în literatura de specialitate consultată pentru semidifuzoare plane.

Cunoaşterea valorilor acestor coeficienţi permite aprecierea globală energetică a semidifuzoarelor plane, ca elemente de rezistenţă hidraulică individuală.

6. Pentru funcţiile de transformare aproximative, respectiv pentru funcţiile de presiune au fost întocmite schemele logice, respectiv programele de calcul în limbajul FORTRAN şi rulate pe calculatorul FELIX C-256.

Realizarea acestor programe asigură precizia şi rapiditatea calculelor.

7. A fost proiectată, construită şi experimentată o instalaţie originală pentru studiul semidifuzoarelor plane.

Instalaţia realizată permite continuarea cercetărilor experimentale şi extinderea lor asupra altor tipuri de semidifuzoare plane.

Modelul fizico-matematic construit în cadrul lucrării se poate considera numai ca un prim model cinematic şi energetic a mişcării fluidelor reale incompresibile în regim turbulent prin semidifuzoare plane care poate fi adîncit şi îmbunătăţit în lucrările viitoare.

Majoritatea rezultatelor obţinute în cadrul lucrării au constituit obiectul a două comunicări intitulate: "Contribuţii la studiul mişcării fluidului ideal incompresibil în semidifuzoare plane", "Contribuţii la studiul energetic a mişcării fluidului real incompresibil în semidifuzoare plane, regim turbulent", care au fost prezentate în cadrul colocviului de Mecanica Fluidelor din 26-27 nov.1977 organizat de Societatea de Stiinţe Matematice la Cluj-Napoca.

Aceste comunicări sînt semnalate în cadrul recenziei asupra colocviului de către academicianul Caius Iacob în Gazeta Matematică, Nr.12, 1977.

BIBLIOGRAFIE

[1]. ABRAMOVICI G.N.: Teoriia turbulentnîh strui. Gosudarstvennoe Izdatelstvo Fiziko-Matematiceskoi Literaturî, Moskva, 1960.

[2]. ALBRING W.: Angewandte Strömungslehre. Verlag Theodor Steinkopff, Dresden, 1970.

[3]. ANGHEL A.: Contribuţie la studiul pierderilor în tuburile de aspiraţie ale turbinelor. Bul.şt.şi tehn.al IPT, Seria nouă, Tom 11(25), Fasc.1, 1966.

[4]. ANTON I., ANGHEL A.: Studiul cîmpurilor de presiune şi viteze în tuburile de aspiraţie ale turbinelor hidraulice. Bul.şt.şi tehn.al IPT, Seria nouă, Tomul 14(28), Fasc.1, 1969.

[5]. ALCARAZ E., CHARNAY G., MATHIEU J.: Caracteristiques turbulentes d'un jet èvoluant le long d'une paroi convexe à rayon de courbure constant. Comptes Rendus Acad.Sc.Paris, t.280, Série B, 5 mai 1975.

[6]. ALCARAZ E., CHARNAY G., MATHIEU J.: Bilans de L'énergie cinétique turbulente dans un jet évoluant le long d'une paroi convexe à rayon de curbure constant. Comtes Rendus Acad.Sc.Paris, t.280, Série B, 26 mai 1975.

[7]. BABB A.F., AMOROCHO J.: Mean energy in gradually diverging flow. Journal of the hydraulics division, May 1976.

[8]. BARGLAZAN A., PREDA I., POPOVICI M., POPA D.: Noi forme de tuburi de aspiraţie pentru turbinele hidraulice. Bul.St.şi tehn.al IPT, Seria nouă, Tomul 2 (16), Fasc.1., 1957.

[9]. BARGLAZAN A., PREDA I., POPOVICI M., AVED I.: Incercarea tuburilor de aspiraţie în aer. Bul.şt.şi tehn.al IPT, Seria nouă, Tomul 4(18), Fasc.1-2, 1959.

[10]. BARGLAZAN A., PREDA I., POPOVICI M.: Cercetări experimentale în apă asupra a trei tuburi de aspiraţie. Bul.şt.şi tehn. al IPT, Seria nouă, Tomul 5 (19), Fasc. 1-2, 1960.

[11]. BRUIATKII E.V.: Rasciot granit vodovorotnoi oblastii pri vnezapnom plavnom rassirenii turbulentnovo potoka. Ghidromehanika, Vîpusk 34, Kiev, Naukova Dumka, 1976.

[12]. BUSELI A.R.: Issledovanie korotkih radialnîh i kombinirovannîh diffuzorov. Promîşlennaia aerodinamika, Vîpuşk 28, Izdatelstvo Masinostroenie, Moskva, 1966.

[13]. CARAFOLI E., OROVEANU T.: Mecanica fluidelor Vol.II. Editura Academiei R.P.R., 1955.

[14]. CARLSON J.J., JOHNSTON J.P., SAGI C.J.: Effects of Wall Shape on Flow Regimes and Performance in Straight, Two-Dimensional Diffusers. Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering, March 1967.

[15]. CHANG P.K.: Separation of Flow. Pergamon Press, 1971.

[16]. CRETA G.: Contribuţii la studiul teoretic al curgerii prin ajutaje convergent - divergente. Comunicările Conf.de Maşini Hidraulice din septembrie 1964, Partea II, Timişoara.

[17]. CRETA G., BOZAN GH.: Caracteristicile geometrice şi funcţionale ale unor ajutaje convergent - divergente. Bul.şt.şi tehn. al IPT, Seria nouă, Tom 12(26), Fasc.1, 1967.

[18]. CRETA G. : Incercarea în tunelul aerodinamic cu vînă liberă a unui ajutaj convergent - divergent de secţiune circulară. Bul.şt.şi tehn. al IPT, Seria mecanică, Tomul 15 (29), Fascicola 1, 1970.

[19]. CRETA G., NEGREA V.: Cercetări experimentale privind vizualizarea liniilor de curent la ventilele de admisie ale turbinelor cu abur. Bul.şt.şi tehn.al IPT, Seria mecanică, Tomul 17 (31), Fascicola 1, 1972.

[20]. CRETA G.: Despre caracteristicile geometrice şi funcţionale ale ventilelor cu difuzor ale turbinelor cu abur. Bul.şt.şi tehn.al IPT, Seria mecanică, Tomul 17 (31), Fascicola 2, 1972.

[21]. CRETA G., BOZAN GH., NEGREA V.: Determinarea cîmpului de viteze în zona secţiunii minime a unui ventil cu difuzor. Bul.şt.şi tehn.al IPT, Seria mecanică, Tomul 19(33), Fascicola 2, 1974.

[22]. DEICI M.E., ZARIANKIN A.E.: Gazodinamika diffuzorov i vîhlopnîh patrubkov turbomaşin. Energhia, Moskva, 1970.

[23]. DORFMAN A.S., SAIKOVSKII M.I.: Priblijennîi metod rasciota poteri v krivolineinîh diffuzorah pri otrîvnîh teceniiah. Promîşlennaia aerodinamika, Vîpusk 28, Izdatelstro Masinostroenie, Moskva, 1966.

[24]. DORFMAN L.A.: Cislennie metodî v gazodinamike turbomaşin. Energhia, Leningradskoe otdelenie, 1974.

[25]. FILCIAKOV P.F.: Priblijennîe metodî konformnîh otobrajenii. Naukova Dumka, Kiev, 1964.

[26]. GHEORGHIU V Studiul hidraulic al golirilor Venturi pentru baraje. Bul. şt.şi tehn. al IPT, Seria nouă, Tom 8(22), Fasc.1, 1963.

[27]. GHEORGHIU V., NICOARA T.: Contribuţii teoretice şi experimentale la dimensionarea hidraulică a golirilor Venturi pentru baraje. St.cerc.mec.aplic., Nr.2, Tomul 21, 1966.

[28]. GHEORGHIU V., NICOARA T.: Proiectarea golirilor convergent-divergente (tip Venturi). Bul.şt.şi tehn.al IPT, Seria nouă, Tom 12(26), Fasc.1, 1967.

[29]. GHEORGHIU V., NICOARA T.: Studiul hidraulic al unui difuzor hiperbolic de secţiune rectangulară. Bul.şt.şi tehn. al IPT, Seria nouă, Tom 14(28), Fasc.1, 1969.

[30]. GHILIAZOVA N.S., KARATAEV R.N.: Obtekanie ovala potenţialnîm potokom idealnoi jidkostii v ploskom diffuzore. Aviaţionnaia tehnika, Nr.2, 1975.

[31]. GHINEVSKII A.S.: Teoriia turbulentnîh strui i sledov. Izdatelstvo Maşinostroenie, Moskva, 1969.

[32]. GOGHIS L.V., STEPANOV G.IU.: Otrîvnoe obtekanie ustupa s obrazovaniem turbulentnovu sleda. Mehanika jidkosti i gaza, Nr.3, 1977.

[33]. IDELCIK I.E.: Aerodinamika potoka i poterii napora v diffu zorah. Promîşlennaia aerodinamika, Vîpusk 3, Moskva, 1947.

[34]. IDELCIK I.E.: Ghidrovliceskie sopritivleniia. Gosenergo-izdat, Moskva - Leningrad, 1954.

[35]. IDELCIK I.E.: Spravocinik po ghidrovliceskim soprotivle-niam. Gosenergoizdat, Moskva-Leningrad, 1960.

[36]. IRWIN H.P.A.H., SMITH P.A.: Prediction of the effect of Streamline curvature on turbulence. The Physics of Fluids, Vol.18, Nr.6, June 1975.

[37]. LAVRENTEV M.A., SABAT B.V.: Problemî ghidrodinamiki i ih matematiceskie modelii. Izdatelstvo Nauka, Moskva, 1973.

[38]. MITROPOLSKII A.K.: Tehnika statisticeskih vîcislenii. Izdatelsvo Nauka, Moskva, 1971.

[39]. MÜLLER H.P.: Experimentelle Untersuchungen an Kegeldiffu-soren einer mehrstutzigen Radialverdichterspira-le. Brennst,-Wärme-Kraft 28 (1976) Nr.3, März.

[40]. NICULESCU ST.: Inițiere în FORTRAN. Editura Tehnică, București, 1972.

[41]. OROVEANU T.: Mecanica fluidelor vîscoase. Editura Acade-miei R.S.R., București, 1967.

[42]. POVINELLI L.A.: An Experimental and Analytical Investiga-tion of Axisymmetric Diffusers. AIAA JOURNAL, Vol.14 Nr.9, September, 1976.

[43]. RENEAU L.R., JOHNSTON J.P., KLINE S.J.: Performance and Design of Straight, Two-Dimensionel Diffusers. Transactions of the ASME, Journal of Basic Engineering, March 1967.

[44]. RICHTER H.: Rohrhydraulik. Springer - Verlag, 1958.

[45]. SCHLICHTING H.: Grenzschicht - Theorie. Verlag G.Braun, 1965.

[46]. SELEZNEV V.M., FILCIAKOV V.V.: Obşcie uravnenia turbulentnîh strui i ih reşenie s ispolzovaniem EVM. Ghidromehanika, Vîpusk 34, Kiev, Naukova Dumka, 1976.

[47]. SHARAN V.KR.: An Exponential Investigation of the Behaviour of Conical Diffusers in Turbulent Flow. Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP), Vol.27, 1976.

[48]. TODICESCU AL., TURZO G.: Studii privind randamentul difuzoarelor plane pentru lichide. Bul.I.P. Braşov, seria A mecanică, vol.XII.1970.

[49]. TRUCKENBRODT E.: Strömungsmechanik. Springer-Verlag, 1968.

[50]. VAGRAMENKO IA.A.: Induţirovannîe teceniia vne strui, protekaiuşcih cerez proem. Prikladnaia mehanika, Tom XIII, Nr.3. 1977.

C U P R I N S