MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMISOARA
FACULTATEA DE MECANICA

MIRCEA A. TAMAS

STUDIUL EXPERIMENTAL SI TEORETIC AL PIERDERILOR HIDRAULICE IN TRANSFORMATOARELE HIDRODINAMICE.

teză de doctorat.

CONDUCATOR STIINTIFIC
ACAD.PROF.DR.DOC.ING.IOAN ANTON

TIMISOARA 1985

Pierderea celor dobîndite e mai
chinuitoare decît nedobîndirea lor.
(Prabodhachandrodaya)

CUVÎNT ÎNAINTE.

Setea de perfecţiune se naşte odată cu omul şi se manifestă,uneori violent,în cele mai diverse domenii ale vieţii,fiind cauză eficace a progresului.Nostalgia maşinii ideale a însoţit întreaga istorie a ştiinţei,ruinînd pe cei ignoranţi şi impulsionînd pe cei lucizi,tendinţa spre stabilitate entropică,obţinerea motorului ideal al lui Aristotel,fiind ţeluri pe care tehnica actuală le-a înglobat fără şovăire în programul ei,transmutînd visurile inconsistente în strategii raţionale şi realiste de micşorare a pierderilor energetice şi creştere a eficienţei sistemelor fizice.

Lucrarea de faţă se vrea o contribuţie modestă în lupta de stăpînire a acestor pierderi energetice,considerînd că la ora actuală, mai mult ca oricînd,cunoaşterea căilor de reducere a energiei pierdute în orice proces de transformare este de-o importanţă deosebită, iar domeniul maşinilor hidraulice este exemplar în această privinţă.

Trebuie să subliniem însă că,fără sprijinul continuu şi sfaturile profesionale,pedagogice şi părinteşti ale Academicianului Ioan Anton această lucrare nu s-ar fi realizat şi ne grăbim şi pe această cale să-i mulţumim în mod special.Atmosfera sănătoasă,de emulaţie ştiinţifică şi ajutor binevoitor ,aparţinînd Şcolii Politehnice din Timişoara a fost de un mare folos,pentru care ne exprimăm profunda gratitudine.Mulţumim,de asemenea,tuturor colegilor care,prin discuţiile purtate,au contibuit la consolidarea părţii teoretice.Ne exprimăm recunoştinţa faţă de colegii şi personalul muncitor ce şi-au adus aportul la realizarea staţiunii experimentale şi a aparaturii de măsură.In acelaşi timp,mulţumim familiei pentru ajutorul şi răbdarea acordată,la diverse nivele şi pe diverse căi.Şirul mulţumirilor dovedeşte,dacă mai era nevoie,că această lucrare,ca oricare alta,nu poate fi considerată o creaţie particulară,individuală,ci ea este produsul unui cumul de factori,mai mult sau mai puţin vizibili şi cunoscuţi,fiind în fond o consecinţă a condiţiilor spirituale şi materiale oferite de ţară,şi în mod firesc,odată elaborată,lucrarea se întoarce la matca ce i-a provocat apariţia,fiind închinată folosului ţării şi reprezentînd ,sperăm,un răspuns pe măsura sprijinului primit,iar dacă ea a reuşit să deschidă un drum viabil pentru analiza pierderilor hidraulice în turbomaşini,scopul propus în lucrare a fost,credem,atins.

CUPRINS.

CAPITOLUL I -

PROBLEME GENERALE.

1.1. Importanţa cunoaşterii bilanţului energetic la transformatoarele hidrodinamice.

Producerea energiei electrice în condiţii optime şi cu pierderi minime, reprezintă la ora actuală o condiţie esenţială pentru dezvoltarea societăţii moderne a cărei civilizaţie se bazează în mod hotărîtor pe consumul şi transformarea energiei electrice ,precum şi a celorlalte forme de energie.

In ţara noastră, programul deosebit de dezvoltare a economiei naţionale, implică în toate domeniile o utilizare cu maxim de eficienţă a energiei, garanţie a promovării unei înalte tehnicităţi în toate ramurile industriale, contribuind nemijlocit la ridicarea gradului de civilizaţie şi bunăstare a poporului român.

O componentă energetică de bază este fără îndoială energia hidraulică, apa fiind în viaţa umanităţii terestre un element indispensabil ,atît corpul omenesc, cît şi planeta oamenilor conţinînd 70% apă. La ora actuală, realizarea unor maşini hidraulice de mare eficienţă, care să permită o prelucrare optimă a energiei hidraulice, apare ca o problemă de întîietate pentru specialiştii hidraulicieni, cu atît mai mult, cu cît, domeniul de utilizare al maşinilor hidraulice şi pneumatice este deosebit de vast şi fie producătoare, fie consumatoare de energie electrică, aceste maşini vor trebui să se caracterizeze printr-o funcţionare avantajoasă, proiectarea lor avînd în centrul atenţiei realizarea unor randamente deosebite şi evitarea pierderilor energetice. In acest context, transformatoarele hidrodinamice de diferite tipuri, ce prin modul lor de funcţionare, cuprind o dublă transformare energetică, iar prin vastitatea şi varietatea posibilităţilor de utilizare în diversele ramuri economice, se evidenţiază că maşini hidraulice foarte căutate, reprezintă un domeniu unde problema reducerii pierderilor energetice se pune cu stringenţă. Dacă ţinem seama că tipul cel mai complicat de pierderi îl constituie pierderile hidraulice din rotorii turbomaşinilor, iar transformatoarele hidrodinamice au în alcătuirea lor rotori de pompă şi de turbină, precum şi reţele de palete fixe, este uşor de înţeles cît de însemnată devine, la aceste maşini, cunoaşterea corectă a bilanţului energetic. Mai mult, dacă se elucidează problema pierderilor hidraulice în turbotrans formatoare, soluţiile obţinute se pot evident extinde la pompe şi turbine hidraulice, rezultatele fiind general valabile şi cazul turbotransformatoarelor fiind exemplar pentru întreg domeniul maşinilor hidraulice.

Pierderile energetice constituie un factor hotărîtor la selectarea turbotransformatoarelor şi a maşinilor hidraulice în general, căci la ora actuală fiecare zecime de procent al randamentului contează foarte mult şi atunci, se impune un program complex de selectare a variantei optime. Din aceste motive, la realizarea unei maşini hidraulice de înaltă eficienţă se desfăşoară o activitate experimentală deosebită, căci pentru nişte condiţii date se proiectează un şir de variante, care se execută sub forma de modele experimentale şi se încearcă apoi în laborator, departajîndu-se prin ponderea pierderilor energetice şi determinîndu-se astfel varianta optimă ce se va realiza după aceea ca maşină industrială. O astfel de selecţie se bazează deci, pe cunoaşterea pierderilor energetice, respectiv al bilanţului energetic ce caracterizează din acest punct de vedere eficienţa cu care are loc în maşină transformarea energiei hidraulice, adică transferul energetic pe paleta rotorică.

De aceea, o proiectare judicioasă presupune în primul rînd determinarea bilanţului energetic din maşina hidraulică, o analiză amănunţită a acestuia şi apoi modificarea în consecinţă a proiectării pentru a se obţine o soluţie optimă. Mai mult, cunoaşterea bilanţului energetic şi deci a tuturor tipurilor de pierderi ce intervin în funcţionarea turbotransformatoarelor şi a maşinilor hidraulice în general, permite proiectantului stabilirea unei metode de selecţie a variantei optime /155/, /156/, /157/, /10/, /11/, dintr-un şir mare de variante obţinute, fie cu aceeaşi metodă de proiectare, fie cu metode diferite. Ori, în zilele noastre, cînd calculatorul electronic a deschis perspective şi posibilităţi colosale aplicării metodelor teoretice cele mai complicate, cînd terenul teoretic al hidrodinamicii este explorat şi revitalizat cu metode matematice moderne, cercetarea teoretică, cu aplicarea acesteia la proiectarea maşinilor hidraulice şi studiul caracteristicilor acestora prezintă avantaje de netăgăduit. Atunci, pe bună dreptate, se pune întrebarea: pentru ce, cercetare experimentală?

1.2. Complexitatea curgerii în transformatoarele hidrodinamice.

Curgerea în turbotransformatoare (fig.1.1,1.2) şi în special în canalele interpaletare ale rotorilor radiali şi radiali-axiali este una dintre cele mai complexe mişcări în domeniul ingineresc al mecanicii fluidelor /61/. Această curgere poate avea un caracter puternic tridimensional datorită efectelor rotaţiei şi curburii canalului interpaletar şi într-adevăr, în cazul rotorilor maşinilor hidraulice apar două categorii fundamentale de parametri ce determină complexitatea spectrului hidrodinamic:pe de o parte, forma geometrică a canalului interpaletar, dublu curbat în spaţiu, cu secţiune patrulateră variabilă de-a lungul firelor de curent, iar pe de altă parte, canalul se află în mişcare de rotaţie, astfel că ecuaţiile de mişcare se raportează la sistemul de referinţă neinerţial.

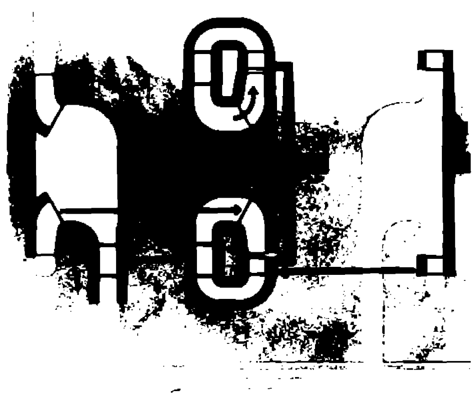


Fig.1.1

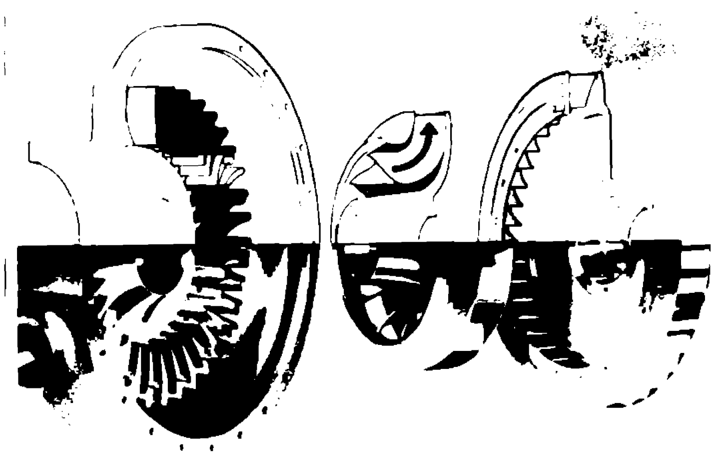


Fig.1.2

In turbotransformator, curentul de lichid, sau torul de lichid (fig. 1.3), are o mişcare complicată:el se mişcă de la rotorul de pompă spre cel de turbină, în sensul indicat de săgeţi, deci o particulă de lichid se roteşte în jurul axei toroide O_2, pe o traiectorie ce depinde de forma profilului circuitului(reprezentat de secţiunea haşurată)şi în acelaşi timp particula de lichid se roteşte şi pe un cerc cu centrul pe axa O_1O_2-axa arborilor turbotransmisiei, ambele mişcări depinzînd de turaţiile arborilor, primar şi condus, mişcarea rezultantă a lichidului fiind o mişcare elicoidală, afectată de rotaţie, curbură şi interacţiunea reţelelor tandem.

Curgerea, în general, în canalele interpaletare rotorice este turbulentă, ori structura turbulentă a curentului este puternic influenţată de efectul forţelor Coriolis ce apar datorită rotaţiei, producîndu-se fenomene de stabilizare şi destabilizare a stratului limită turbulent pe fețele canalului,formîndu-se zone de desprindere și de stagnare ale fluidului,în funcție de sensul de rotație; unele cercetări experimentale recente /Rothe,P., J.P.Johnston,Free Shear Layer Behavior in Rotating Systems,ASME,3,1979/ de pildă,arată că și în cazul desprinderii,ca și la curgerea obișnuită în canale rotitoare,rotația influențează în mod similar,rotația destabilizatoare reducînd distanța de reatașare a curentului liber,iar rotația stabilizatoare crescînd-o.(fig.1.4,1.5).Curbura canalului intervine prin intermediul forțelor centrifuge al căror efect se suprapune peste cel al forțelor Coriolis,contribuind în sens negativ sau pozitiv asupra structurii curentului;să adăugăm faptul că, forma de difuzor a canalului complică și mai mult problema.

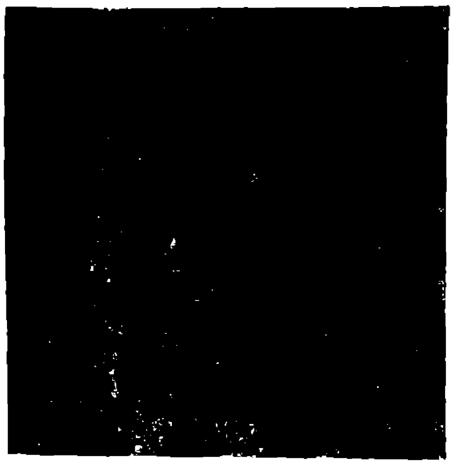


Fig.1.3

Fig.1.4

Fig.1.5

In afara influenței asupra mecanismului turbulenței în general și asupra desprinderii stratului limită turbulent în special,rotația dă naștere unei importante mișcări secundare,care se suprapune peste curgerea principală din canal,provocînd distorsionarea puternică a curentului,a cîmpului de viteze și presiuni,distribuția de viteze fiind total modificată față de cazul canalului staționar.In fig.1.6 și 1.7 Lohmer/34/prezintă distorsionarea liniilor de egală viteză datorită rotației(numărul Strouhal fiind aici $S = \omega b/w$).De asemenea, curbura canalului conduce la apariția unei mișcări secundare datorate forțelor centrifuge,care se suprapune peste curgerea secundară datorată forțelor Coriolis,compunerea celor două mișcări producînd o rezultantă dificil de evaluat și esențială în mecanismul pierderilor hidraulice din canalul rotoric interpaletar;să adăugăm că forțele și efectele viscozității pot fi un element modificator important în generarea curgerii secundare,la fel ca și curentul ce intră în canalul rotoric dintr-un canal adiacent,iar dacă cîmpul accelerației Coriolis și centrifuge este variabil,efectele asupra curgerii se complică și mai mult./135/.

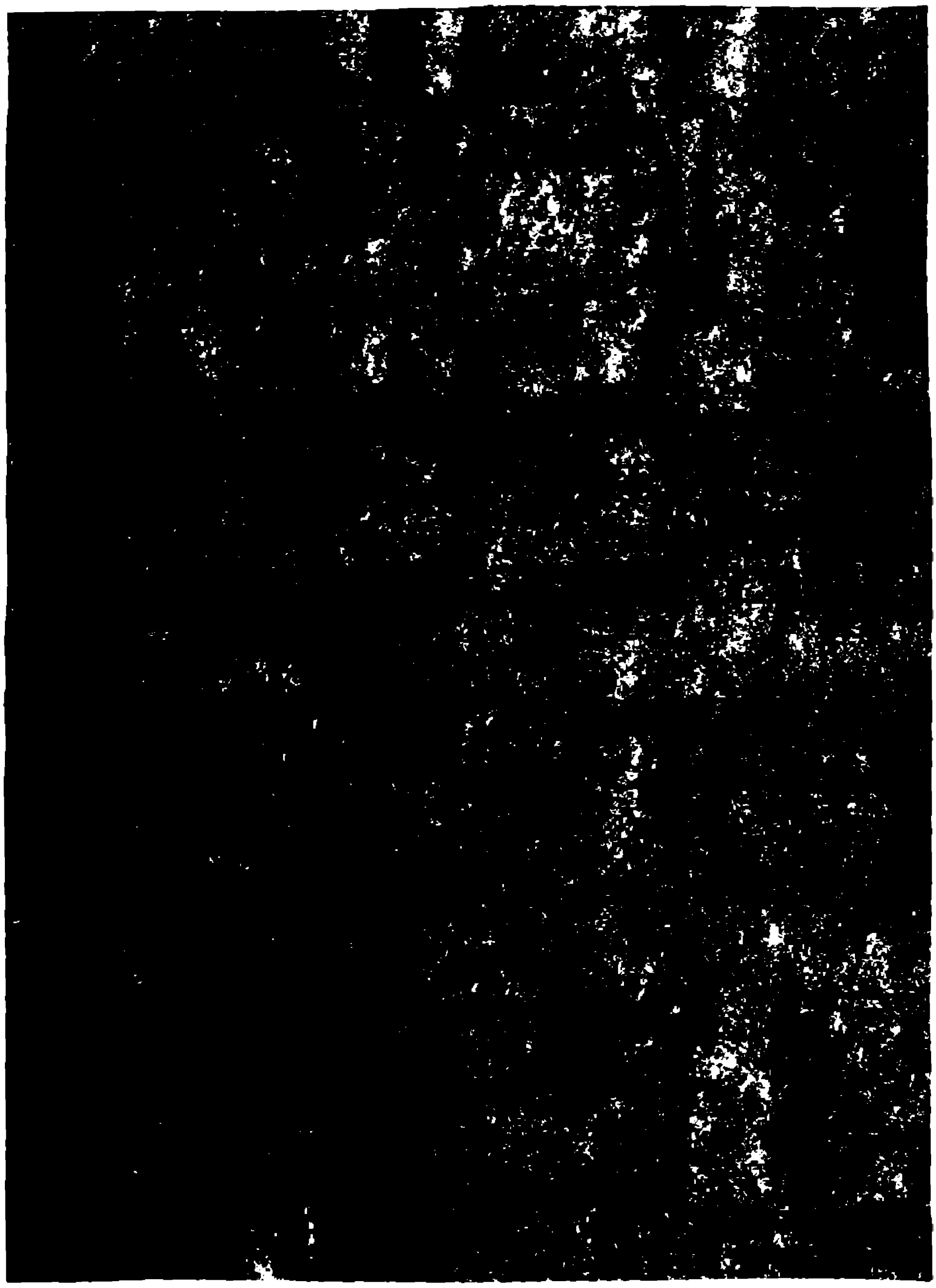


Fig.1.6

Fig.1.7

Rotația și curbura influențează curgerea în difuzor,modificînd-o în mod drastic./120/,/135/.

Aşa cum spune Watanabe /109/,modelul curgerii în canalul rotoric este cea mai importantă problemă în cercetarea şi proiectarea maşinilor centrifuge,performanţele rotorului depinzînd de distribuţia curentului la ieşire,căci spre deosebire de curgerea potenţială cum se mai consideră în calcule,mişcarea din canalul interpaletar,curgerea reală prezintă vîrtejuri,asociate cu zone de stagnare şi de asemenea apare fenomenul de dîră care este se pare alimentat de mişcările secundare şi se formează în urma desprinderii curentului,desprindere care desigur depinde de istoria anterioară a curgerii;Compararea distribuţiilor de viteză dintr-un rotor centrifug/92/,calculate în ipoteza curgerii potenţiale (fig.1,8),cu cele obţinute experimental (fig.1.9) reflectă diferenţele dintre teorie şi realitate.

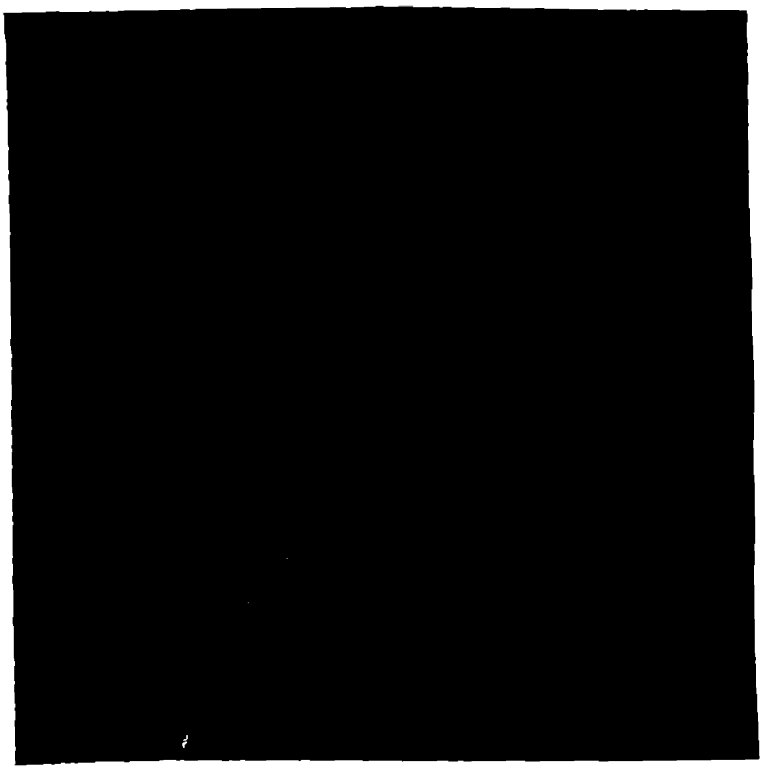


Fig.1.8

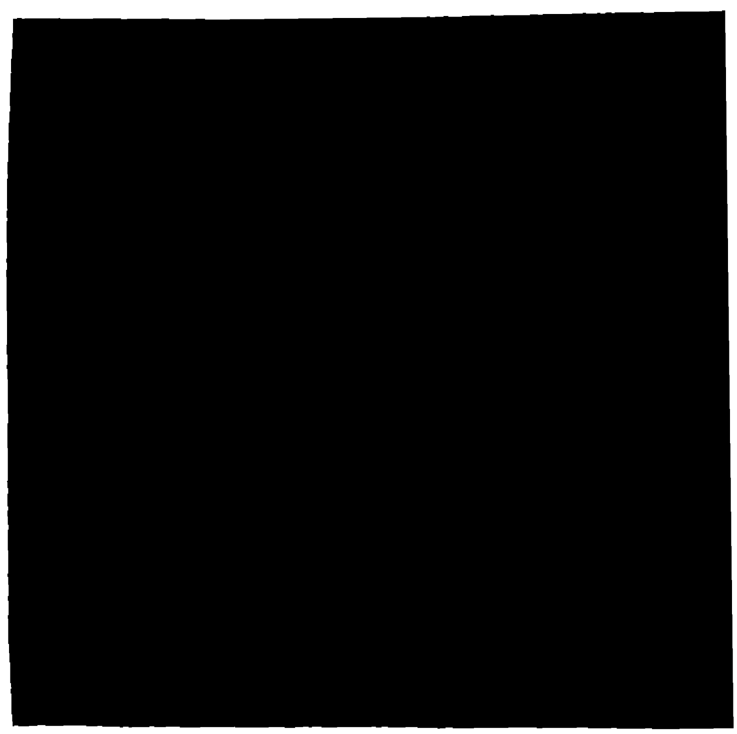


Fig.1.9

Studiile experimentale ale lui Elbing/37/ asupra unui canal rotoric arată sugestiv spectrul turbulenţei (fig.1.10),distribuţia pierderilor energetice (fig.1.11)şi a vitezei relative (fig.1.12),confirmînd complexitatea mişcării turbulente sub efectele rotaţiei şi curburii.

De fapt,dacă pînă nu demult o cunoaştere globală a curgerii în turbotransformatoare şi în general,în maşinile hidraulice,era suficientă pentru calculul şi proiectarea acestora,la ora actuală cînd se urmăreşte obţinerea unor rotori cu eficienţă maximă şi cu investiţii rezonabile/74/,cînd se caută stabilirea unor previziuni cît mai precise asupra desfăşurării proiectării,este absolut necesară cunoaşterea detaliată a curgerii în canalele interpaletare./112/,/63/.Ori, faptul că în aceste maşini curgerea este atît de complexă,fiind vîscoasă,nepermanentă şi tridimensională,a făcut ca modelele matematice existente să nu poată descrie fenomenul real,abia în ultimul timp elaborîndu-se metode teoretice care încearcă să modeleze fenomenele complexe,ţinînd cont de efectele rotaţiei şi geometriei canalului,fără însă să reuşească o modelare completă,ceea ce conduce desigur la discrepanţe între rezultatele teoretice şi datele reale şi atunci, singura soluţie de-a determina corect performanţele maşinii hidraulice este cercetarea experimentală,încercările de laborator constituind şi în prezent fundamentul oricărei cercetări din domeniul maşinilor hidraulice.

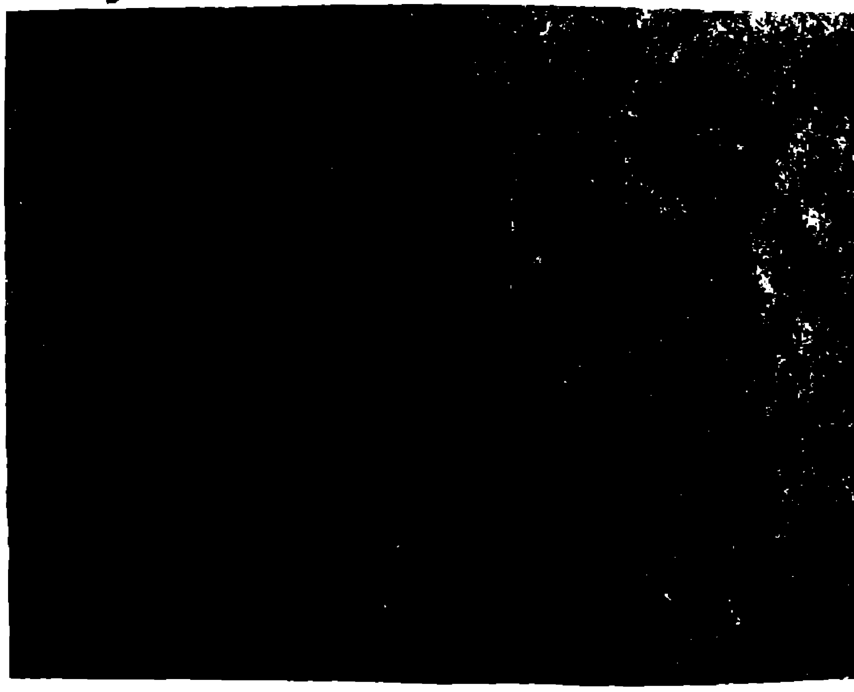


Fig.1.10

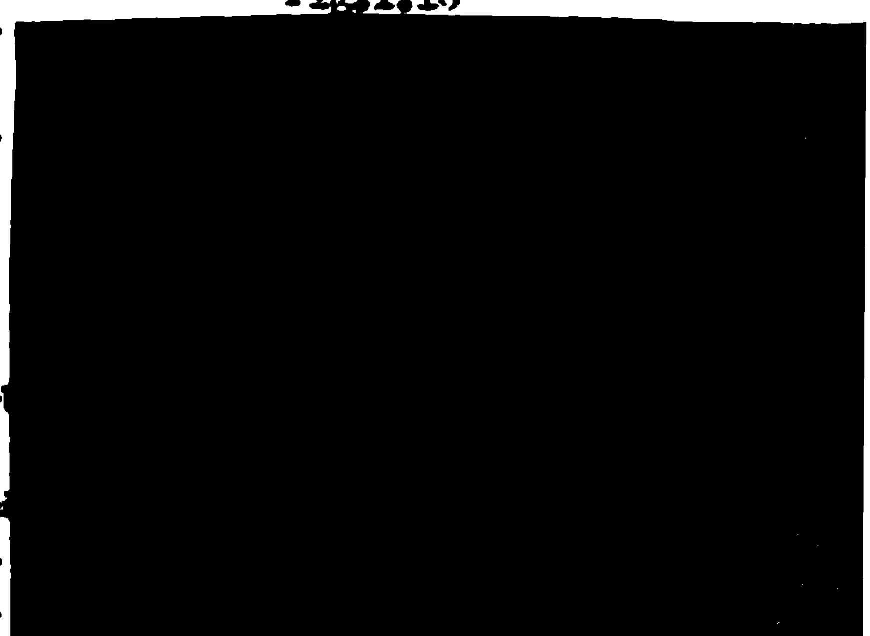


Fig.1.11

Indispensabilitatea cercetării experimentale nu implică însă renunţarea la modelarea teoretică a fenomenului real ci din contra,conduce la îmbinarea armonioasă a celor două căi,un model teoretic adecvat permiţînd o selectare primară a celor mai bune variante de rotori,iar încercările experimentale fiind utilizate pentru o selectare de fineţe în vederea determinării variantei finale economisîndu-se manoperă,timp şi bani;de altfel chiar în cadrul cercetării experimentale ,recent s-a introdus metoda experimentului factorial ,de selectare rapidă prin determinarea matematică a direcţiei privilegiate,a variantei optime,metodă ce se aplică foarte bine la turbotransformatoare/154/.

Configuraţia hidrodinamică a curgerii în rotorii turbotransformatoarelor şi ai maşinilor hidraulice în general fiind atît de complexă,este normal ca acest lucru să se reflecte şi asupra pierderilor hidraulice,ele fiind influenţa

Fig.1.12

te în mod analog, de aceiaşi factori care determină cîmpul hidrodinamic şi spre deosebire de cazul curgerii într-o conductă dreaptă fixă, în canalele rotorice pierderile hidraulice se modifică şi cresc datorită efectelor rotaţiei şi curburii canalului, mişcările secundare contribuind îndeosebi la mărirea valorii pierderilor hidraulice. Determinarea pierderilor hidraulice în canalele rotorice interpaletare este strîns legată de cunoaşterea distribuţiei de viteze sau presiuni, respectiv de înfăţişarea curgerii în aceste canale, calculul teoretic al pierderilor fiind o problemă complicată, dar de mare interes, avînd în vedere faptul că evaluarea cît mai corectă a bilanţului energetic permite o proiectare optimă a maşinilor hidraulice.

1.3. Calculul pierderilor hidraulice în turbotransformatoare.

În general, determinarea bilanţului energetic la turbotransformatoare se bazează pe o contabilizare a tuturor categoriilor de pierderi, definite şi exprimate în mod clasic, conform hidraulicii conductelor fixe /3/, /46/, /66/, /56/, /115/, /138/, etc. Dar pierderile hidraulice în canalele rotorice formează de fapt un tot unitar, un complex de interacţiuni, pierderea rezultantă ne fiind nicidecum simpla sumă a pierderilor parţiale, definite ca la conducte fixe Deficienţele metodei au impus căutarea altor căi şi am putea spune că, la ora actuală, s-au conturat clar două metode distincte:

-metoda "exterioară", ce pornind de la caracteristicile de funcţionare şi geometria unor turbotransformatoare existente, stabileşte pentru un anumit domeniu de existenţă, valorile unor coeficienţi de pierdere globală; amintim aici rezultatele lui Nevrly/116/ şi Peligrad/123/ şi sublinicm că o astfel de metodă se poate extinde cu bune rezultate în întreg domeniul maşinilor hidraulice.

-metoda "interioară", ce se străduie să determine, pe baza principiilor mecanicii fluidelor, expresia generală a pierderilor hidraulice, ţinînd în special cont de teoria stratului limită şi prezentînd avantajul cunoaşterii mecanismului intim al curgerii, precum şi cel al validităţii generale şi această metodă fiind compatibilă cu întreg domeniul mașinilor hidraulice. Migoenko /107/,/108/, realizează o sinteză prezentînd metodele lui Loițianski, Speidel, Stepanov, Markov, de calcul al pierderilor hidraulice în rețelele turbomașinilor, pe baza considerării stratului limită. Ia Fal Lvov/106/ și alții, pe baza unor date experimentale asupra stratului limită în rețele de profile, propune relații de calcul al pierderilor hidraulice în turbotransformatoare.

Din păcate, toate aceste metode de estimare a pierderilor hidraulice în canalele interpaletare ale turbomașinilor, pe baza calculului stratului limită laminar sau turbulent pe profil, în rețeaua de profile sau pe suprafața paletei, prezintă următoarele deficiențe grave:

- nu țin cont de rotația canalelor interpaletare.
- nu țin cont de curbura paletelor și circuitului.
- nu țin cont de diferența ce există între curgerea în cazul profilului singular, rețelei de profile, sau suprafeței paletei și cazul real din mașină al curgerii în canalul rotoric(efectul canal)

Un prim pas în direcția remedierii acestor deficiențe îl constituie cercetările experimentale ale lui Tomo-O-Ishihara /87/, asupra unor rotori de turbotransformatoare de tipul Trilok, în urma cărora s-au determinat aproximativ variațiile coeficientului de frecare, în funcție de numărul Reynolds, pentru diferite turații ale rotorului.

Deși Tomo-O-Ishihara n-a studiat turbulența în canale, relația obținută empiric pentru coeficientul de frecare are forma similară cu cea dată de Blasius, fără însă a apărea dependența de rotație în formulă, cum ar fi fost corect pentru cazul canalului rotitor.(fig. 1,13). Tot în domeniul turbotransformatoarelor în/45/, utilizîndu-se rezultatele lui Jungclaus /82/, se prezintă valorile pierderilor hidraulice pe baza calculului stratului limită laminar, ținînd cont de rotație, fără însă a se reuși stabilirea unei expresii utile pentru coeficientul de pierdere și a unei metodologii generale de calcul. Un studiu interesant asupra influenței rotației, sau curburii canalului, cu aplicații la mașinile radiale și considerînd mișcarea secundară, este realizat de Hill /175/, dar fără a depăși problemele de ordin general. Skarbul /146/,/147/, în schimb prezintă pentru canalele rotitoare ale mașinilor radiale o metodă de rezolvare a ecuațiilor de mișcare în regim turbulent, cu considerarea rotației, prin integrarea acestora și utili-

Fig.1.13

zarea a presiei de la placa dreaptă fixă pentru tensiunea la perete. Calea urmată de Skarbul este de altfel, cea mai des utilizată de cercetători pentru studiul turbulenței în canale rotitoare.

După cum se știe, rotația provoacă în canale apariția mișcării secundare, mișcare ce cauzează disipații suplimentare. Korgin /91/ analizează teoretic această mișcare secundară pentru canalele mașinilor radiale, obținînd în final, în paralel cu Johnson /73/, ecuațiile ce descriu turbionul secundar, expresia vitezei mișcării secundare și a pierderilor hidraulice, datorate acestei mișcări, observîndu-se că ele depind de numărul Rossby, număr rotațional, definit ca $Ro = V/\omega R$, pierderile crescînd cu scăderea lui Ro, adică cu creșterea rotației canalului. (fig.1.14), dar Korgin nu reușește să obțină expresia generală a pierderilor.

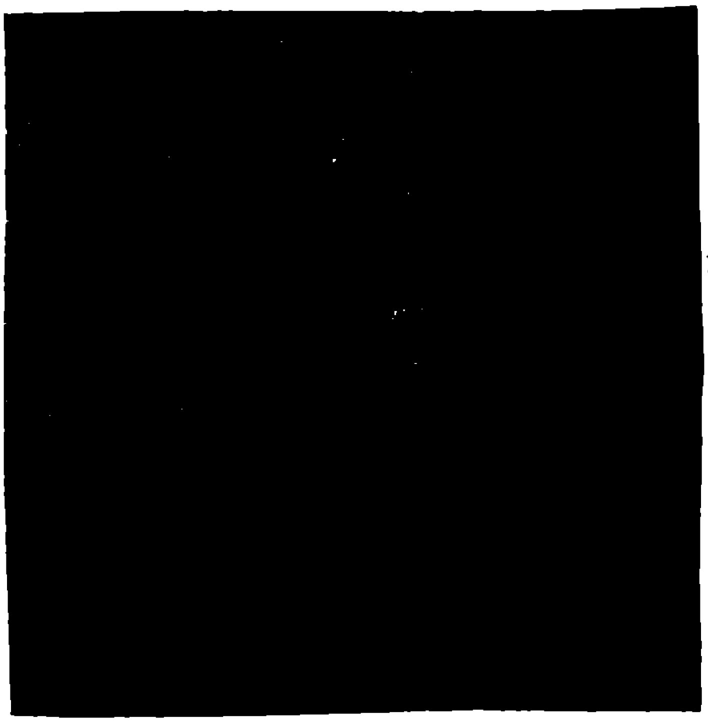


Fig.1.14

Este poate momentul de-a se sublinia deficiențele metodelor clasice de calcul al pierderilor hidraulice în canalele interpaletare ale turbomașinilor metode ce considerau în mod separat fiecare tip de pierdere, evaluate prin analogie cu rezultatele obținute la canale și conducte fixe, sau coturi și difuzoare, însumîndu-se apoi toate aceste pierderi în mod artificial. De aceea deși Korgin, considerînd rotația canalului, estimează just apariția unor disipații suplimentare datorită mișcării secundare, face aceeași greșeală de-a se separa artificial aceste pierderi de contextul general al curgerii.

Singura cale corectă este de-a utiliza ecuațiile de mișcare aplicate la condițiile date, obținîndu-se în final, prin soluționarea acestora, expresia generală a coeficientului de pierdere hidraulică, expresie ce înglobează în mod firesc efectele tuturor condițiilor inițiale (mișcare secundară, rotație, curbură, turbulență).

1.4. Necesitatea studiului curgerii în conducte rotitoare și curbate.

Spre deosebire de pierderile hidraulice din conductele sau canalele staționare, unde metodica de calcul este destul de bine pusă la punct, în cazul rotorilor turbotransmisiilor și ai mașinilor hidraulice în general, mișcarea de rotație a acestora, forma canalelor interpaletare de secțiune variabilă și curbate în spațiu, repartiția neuniformă a vitezei în secțiunea transversală a canalului, sînt cauzele unor pierderi hidraulice complexe, bazate pe fenomene de desprindere şi vîrtejuri, mişcări secundare şi turbulenţă. Datorită dificultăţilor deosebite de exprimare teoretică a pierderilor hidraulice din canalele rotorice interpaletare, în literatura de specialitate se procedează deobicei la adaptarea relaţiilor de calcul de la curgerea în conducte fixe, prin admiterea unor coeficienţi de pierdere obţinuţi experimental /102/, ceea ce limitează însă metoda teoretică la nişte cazuri particulare; defalcarea pierderilor hidraulice pe diverse categorii, considerîndu-se separat pierderile datorită schimbării de direcţie, cele datorită variaţiei bruşte de secţiune, pierderi longitudinale, pierderi datorită mişcării secundare, pierderi în difuzor, conduce la o însumare artificială şi cum arată experienţa o astfel de ipoteză duce în cele mai multe cazuri la o substanţială divergenţă a rezultatelor teoretice cu cele experimentale. Un calcul corect, presupune considerarea teoriei stratului limită, şi a curgerii secundare. Mai mult, avînd în vedere complexitatea curgerii din canalele rotorice, nu se poate aborda direct problema pierderilor hidraulice din turbomaşini, metodele teoretice trebuind a fi elaborate etapizat, plecînd de la cazul cel mai simplu spre cel mai complicat şi în acest sens, se poate considera ca model primar al curgerii în canalul interpaletar, curgerea în conducte, dar depăşind ideea calchierii rezultatelor de la cazul staţionar, şi construindu-se, întîi pentru regimul laminar, o metodă analitică generală, care utilizînd ecuaţiile fundamentale ale mecanicii fluidelor, să ţină cont, rînd pe rînd, în mod firesc, de efectele datorate curburii, rotaţiei, şi trecîndu-se apoi la regimul turbulent, prin adaptarea metodei la complexitatea cerută, obţinîndu-se în final distribuţiile de viteză şi pierderile hidraulice ca un rezultat logic. Kenny /73/ de pildă, a utilizat cu succes analogia dintre curgerea în rotor şi cea dintr-o conductă curbată difuzor, numită curgere echivalentă din conductă, la proiectarea rotorilor centrifugali şi această posibilitate de-a considera curgerea în conducte rotitoare şi curbate ca model al curgerii în turbomaşini a deschis un cîmp larg de investigaţie, constituind saltul calitativ necesar în trecerea de la metoda clasică a preluării rezultatelor de la conductele fixe drepte, la metoda studiului direct al efectelor rotaţiei şi curburii în curgerea prin canale, şi fiind singura cale realistă de modelare a fenomenelor din rotori, pe baza căreia, mai apoi se putea aborda problema pierderilor direct în maşină.

Această cale, bănuită încă demult de Adler /1/, şi reluată de Ito /72/, a devenit fundamentală pentru toţi cercetătorii ce s-au ocupat de cunoaşterea fenomenului din rotorii turbomaşinilor, în ultimii 10 ani, realizîndu-se progrese remarcabile în studiul teoretic şi experimental al curgerii și pierderilor hidraulice din conducte curbate sau rotitoare, fără însă se elabora o metodă generală care să fie valabilă pentru condițiile specifice curgerii în rotorul turbinelor și pompelor centrifuge și care să poată fi aplicată la calculul coeficientului de pierdere hidraulică pentru o gamă largă a valorilor curburii și rotației, indiferent de regimul de curgere, laminar sau turbulent. (În fig.1.15 se prezintă după /57/ efectele curburii și rotației: a) canal drept rotitor; b) canal curbat staționar; c) canal rotitor curbat). Rețelele de palete mobile și fixe ale

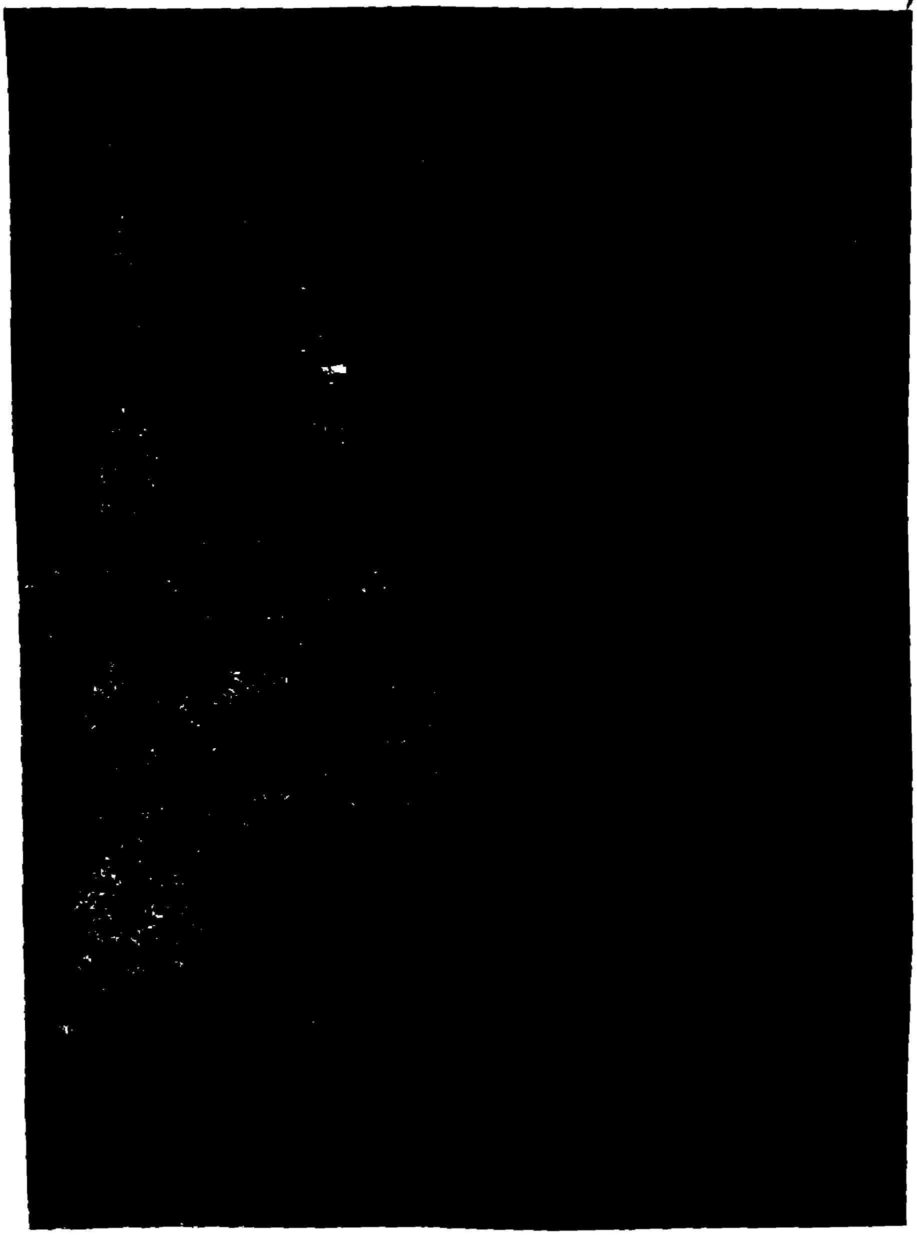


Fig.1.15

turbotransformatoarelor sînt rețele radiale sau radial-axiale și canalele interpaletare nu au o configurație atît de complicată ca în cazul turbinelor Francis, ceea ce face ca aproximarea curgerii rotorice cu o curgere în conducte să fie posibilă și chiar de dorit.

Conform celor spuse mai sus, prezenta lucrare își propune o abordare a studiului și determinării pierderilor hidraulice din conducte curbate rotitoare, model absolut necesar pentru înțelegerea curgerii complexe din rotorul turbomașinilor, urmărindu-se stabilirea unei metode teoretice general valabile, care să permită pentru orice situație particulară, calculul pierderilor hidraulice indiferent de regimul de funcționare, să pună în evidență influența rotației și geometriei conductei asupra coeficientului de pierdere hidraulică, distribuției de viteze axiale și structurii turbulente a curgerii, rezultatele teoretice urmînd a fi verificate prin încercări experimentale, pe o stațiune capabilă să modeleze nu numai conducta curbată rotitoare, dar și un canal rotoric interpaletar. Realizarea acestor deziderate ar constitui un pas important în stăpînirea fenomenelor hidrodinamice complicate din turbomaşini şi ar permite, prin analogie, utilizarea rezultatelor la proiectarea maşinilor hidraulice în primul rînd radiale, facilitînd determinarea bilanţului energetic şi deci controlarea metodei de proiectare, respectiv realizarea unei preselecţii a variantelor optime.

Elaborarea unei metode teoretice de calcul al pierderilor hidraulice în conducte curbate rotitoare, impune evident o cunoaştere prealabilă detaliată a fenomenelor ce apar în astfel de cazuri, pentru a permite formularea unor ipoteze de lucru corespunzătoare, în vederea apropierii de curgerea reală şi atunci, ca primă etapă este necesară o trecere în revistă a configuraţiei curgerii hidrodinamice din conducte şi canale curbate sau rotitoare, pentru a se putea detaşa elementele esenţiale de cele secundare şi a se contura un model adecvat al curgerii.

1.5 Efectele curburii şi rotaţiei asupra pierderilor hidraulice în conducte şi canale.

Mişcările secundare, cauzate fie de rotaţia canalului, fig.1.16, fie de curbura acestuia, complică mult curgerea turbulentă, transformînd mişcarea clasică în aşa zisa "curgere turbulentă complexă", după cum o denumeşte Bradshaw /24/, de aceea studiul experimental al mişcărilor secundare capătă o valoare deosebită.

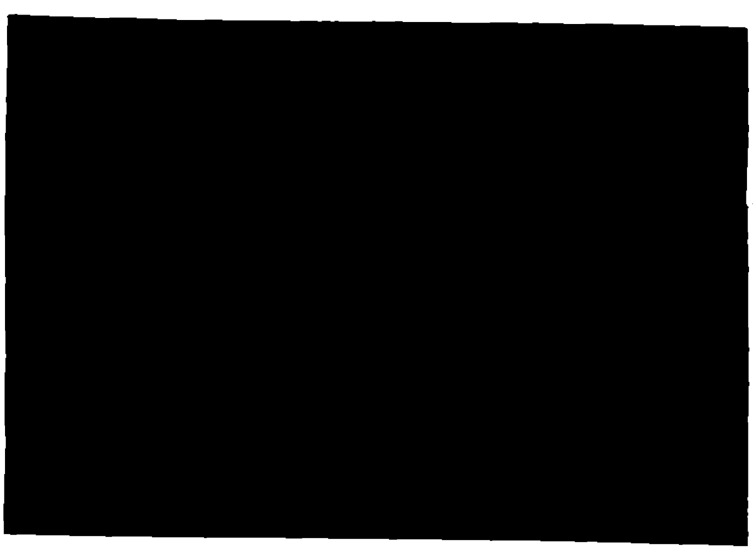


Fig.1.16

In acest sens sînt demne de amintit cercetările experimentale ale lui Lennemann /63/, /103/, a cărui teză de doctorat tratează detaliat problema curgerii secundare în canale rotitoare, punîndu-se în evidenţă distribuţiile de viteză, fig.1.17, 1.18, 1.19, 1.20., cercetări relative în /62/ şi apoi în /112/ (fig.1.21,1.22,1.23)

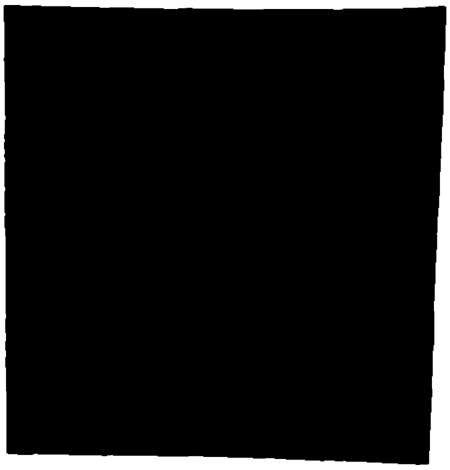


Fig.1.17

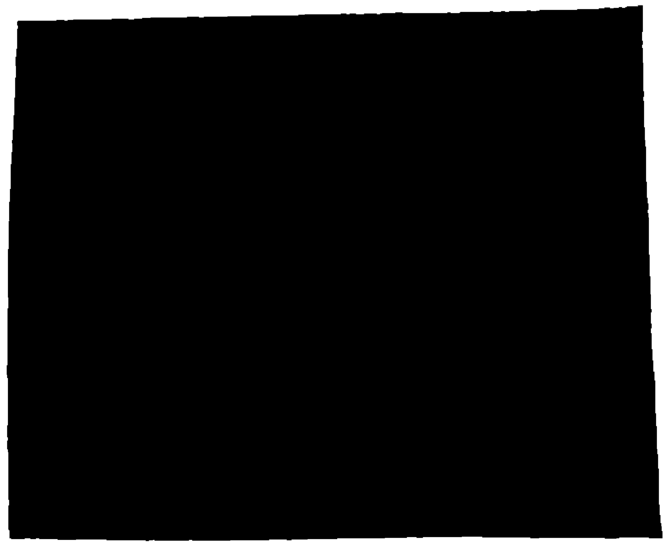


Fig.1.18

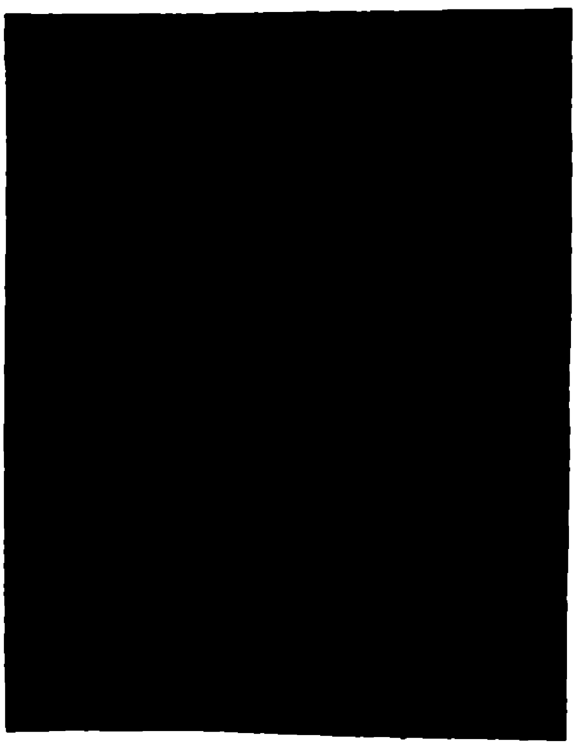


Fig.1.19

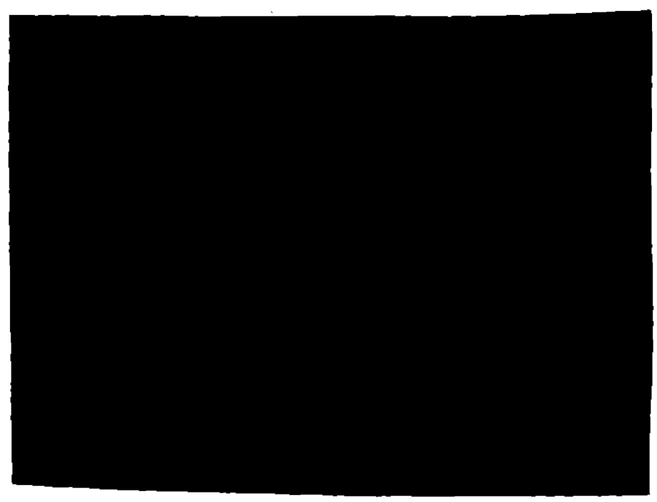


Fig.1.20

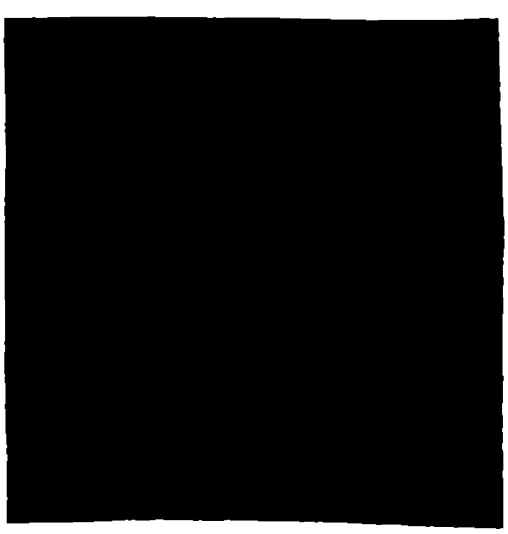


Fig.1.21

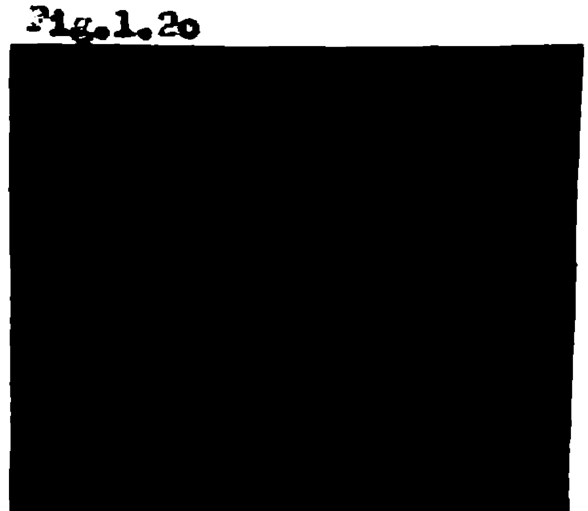


Fig.1.22

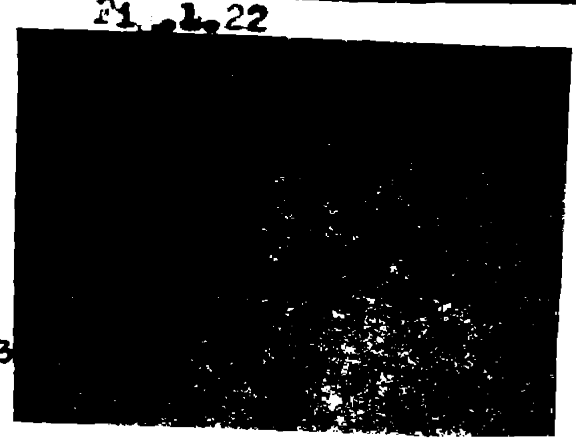


Fig 1.23

Toate aceste exemple atestă imposibilitatea aplicării rezultate lor de la canalele fixe şi stratul limită turbulent de pe frontiera rigidă staţionară,la cazul complicat al rotorilor turbomaşinilor.

În acest context se consideră interesante cercetările lui B. Lakshminarayana,/96/,/4/,/5/,/50/,/153/,/95/ asupra curgerii turbulente în canalele elicoidale ale unor pompe-inductor pentru rachete, în prima etapă acesta studiind stratul limită turbulent pe o paletă elicoidală rotitoare,fig.1.24,şi stabilind ecuaţiile integrale,în care expresia tensiunii tangenţiale este dată după Mager:

$$\frac{\tau_0}{\rho(\Omega R)^2} = 0{,}01255\,(R_{\theta_{11}})^{-1/4} \quad , \quad R_{\theta_{11}} = \frac{\Omega R\,\theta_{11}}{\nu}$$

$$\theta_{11} = \frac{1}{(\Omega R)^2}\int_0^h u(\Omega R - u)\,dz$$

expresie utilizată şi de Skarbul /146/

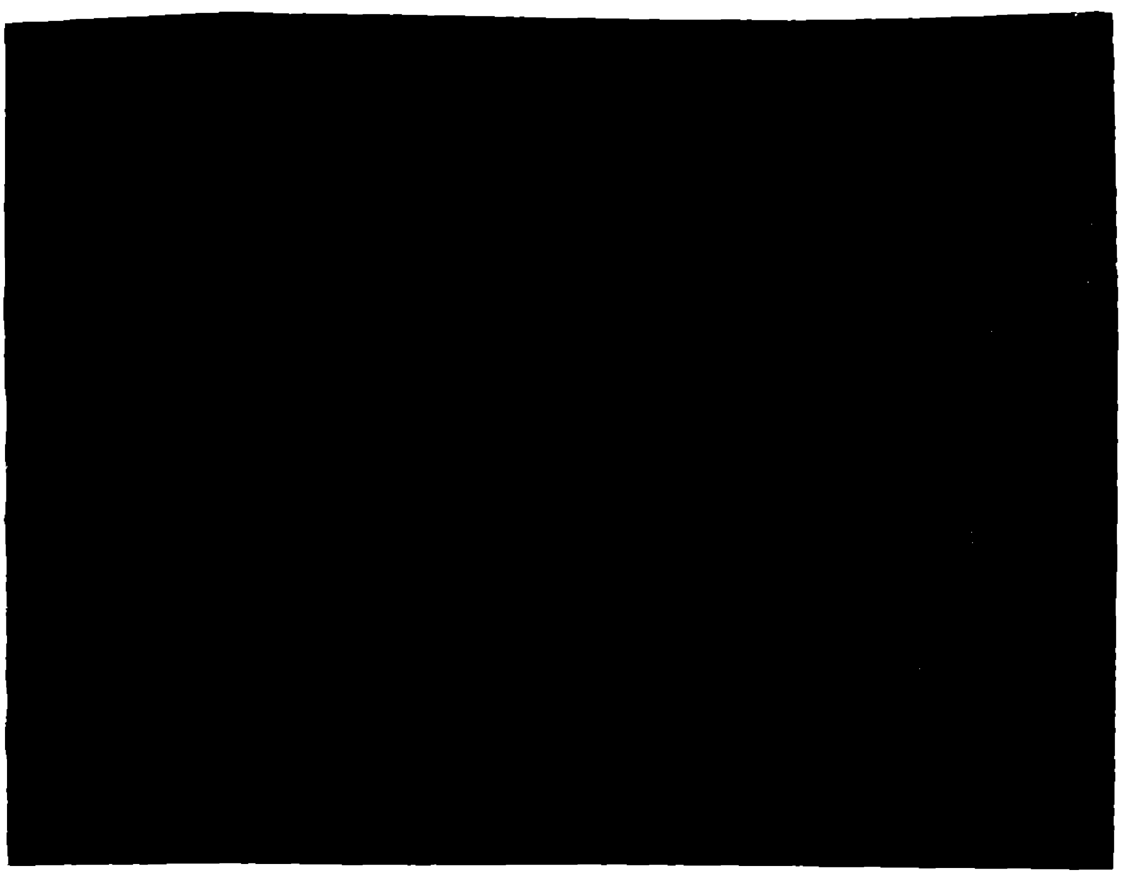


Fig.1.24

Ca o concluzie importantă,se arată că Cf,coeficientul de frecare experimental este mai mare (de 2 ori) decît în cazul plăcii staţionare,el crescînd cu turaţia,fig.1.25,şi deci trebuind să depindă şi de un parametru al efectului de rotaţie,parametru definit ca raportul dintre forţele Coriolis şi forţele inerţiale (la fel ca şi în /34/):

$$R_0 = \frac{2\Omega w}{u\left(\frac{\partial u}{\partial \theta}\right)/r} \sim \varepsilon\theta$$

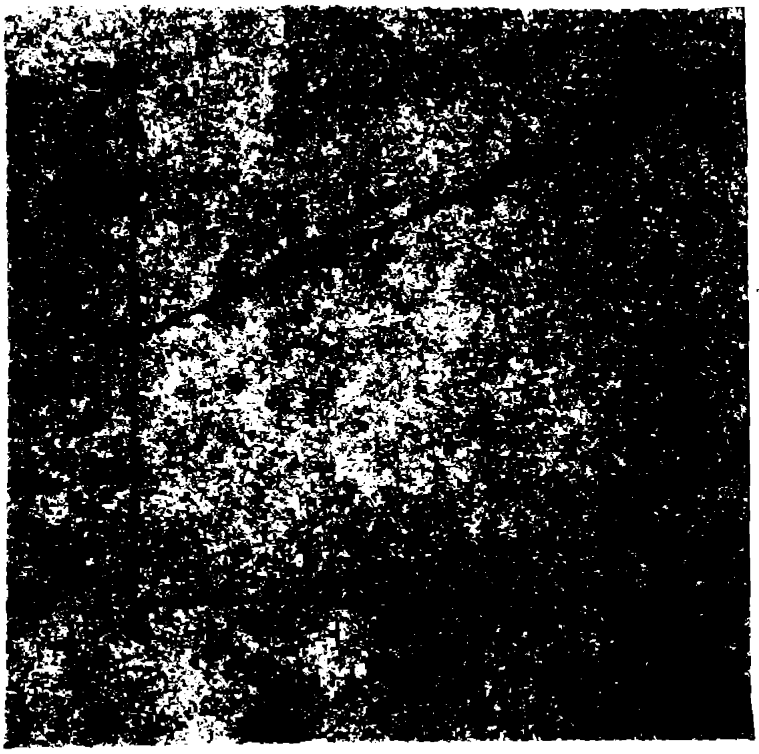


Fig.1.25

Dar, studiul stratului limită turbulent pe suprafaţa paletei nu corespunde curgerii reale din turbomaşini, deoarece nu se ţine cont de "efectul canalului" şi Lakshminarayana va studia în a doua etapă turbulenţa tridimensională în canale elicoidale rotitoare, investigaţiile teoretice şi experimentale relevînd diferenţe substanţiale între rezultatele de la paleta singulară şi canal, ceea ce justifică îndreptarea cercetătorilor spre conducte şi canale rotitoare.

Faţă de canalul staţionar intensităţile fluctuaţiilor turbulente cresc, rotaţia avînd tendinţa de-a mări componenta tensiunii turbulente în direcţia curentului şi a micşora celelalte două componente, în timp ce curbura prezintă un efect contrar.

Studiile lui J.Moore pe canale rotitoare /109/ arată că rotaţia provoacă un gradient de presiune transversal, datorat forţelor Coriolis ce produc mişcări secundare; evoluţia curgerii în canal apare similară cu cea din turbomaşini: la debite scăzute, un vîrtej apare pe partea de suprapresiune, în timp ce la debite mai mari, cînd vîrtejul nu este prezent, stratul limită turbulent de pe partea de depresiune se îngroaşă, trecînd în formă de dîră largă. Forţele Coriolis au o dublă influenţă: mişcarea secundară cauzată, în direcţie tangenţială, de componentele forţei Coriolis paralele cu suprafaţa peretelui şi, structura turbulentă a stratului limită poate fi modificată de componentele Coriolis perpendiculare pe perete. Ca şi J.Moore, Lohmann /98/ descrie curgerea în rotor, insistînd asupra efectului stabilizator al mişcării secundare în cazul stratului limită de pe partea de suprapresiune şi destabilizator, asociat unei creşteri de grosime, în cazul stratului limită de pe partea de depresiune a canalului.

J.P.Johnston, întreprinde un amplu program de cercetări în vederea studierii turbulenţei în canale rotitoare, demonstrînd în final/76/ că rotaţia cauzează schimbări de bază şi complexe în structura stratului limită turbulent şi în regimul de curgere. J.P.Johnston concluzionează şi el că, dacă componentele Coriolis paralele produc mişcările secundare, cele perpendiculare pe suprafaţa solidă produc efecte de stabilizare în structura însăşi a turbulenţei, acest al doilea efect fiind însoţit de trei fenomene conexe:(1)rotaţia poate modifica raportul dintre producţia turbulentă şi disipaţie şi astfel modifică profilul energiei turbulente şi profilele tensiunilor şi vitezei medii transversale din stratul limită, analog cu efectele curburii semnalate de Bradshaw /23/;(2)rotaţia poate descreşte tendinţa stratului laminar, instabil hidrodinamic, de-a suferi tranziţia spre regim turbulent, adică rotaţia poate anihila tranziţia turbulentă;(3)rotaţia poate provoca în curgerea laminară în canale instabilităţi, inducînd mari perturbaţii, de forma vorticităţilor Taylor-Gortler (fig.1.26)

Fig.1.26

J.P.Johnston remarcă o creştere a producţiei tensiunilor turbulente şi allui $(-\overline{u'v'})$ pentru o rotaţie pozitivă ($q > o$); dacă rotaţia este negativă producţia turbulentă scade. Pentru a caracteriza influenţa rotaţiei asupra stabilităţii turbulenţei Johnston utilizează un parametru adimensional, aproximat în final cu numărul Richardson, utilizat de Bradshaw:

$Ri \doteq - 2q / (\partial \bar{u}/\partial y)$, arătînd după Lezius(1971) că stabilitatea există cînd $Ri > o$, iar instabilitatea cînd $Ri < o$.

Desigur, trebuie menţionat aici că Johnston se referă la stabilitate din punct de vedere al turbulenţei, pe cînd J.Moore şi Lohmann studiază stabilitatea stratului limită din punct de vedere al desprinderii acestuia şi deci, dacă partea de suprapresiune a canalului este mai stabilă în privinţa desprinderii, separaţia avînd loc pe partea de depresiune, din contra, din punct de vedere al turbulenţei partea stabilă este cea de depresiune. Rezultatele experimentale ale lui Johnston, cantitative şi calitative (vizualizări) pun în evidenţă trei zone: stabilă (Ri > o), instabilă (Ri < o) şi neutră (Ri=0), fig.1.27

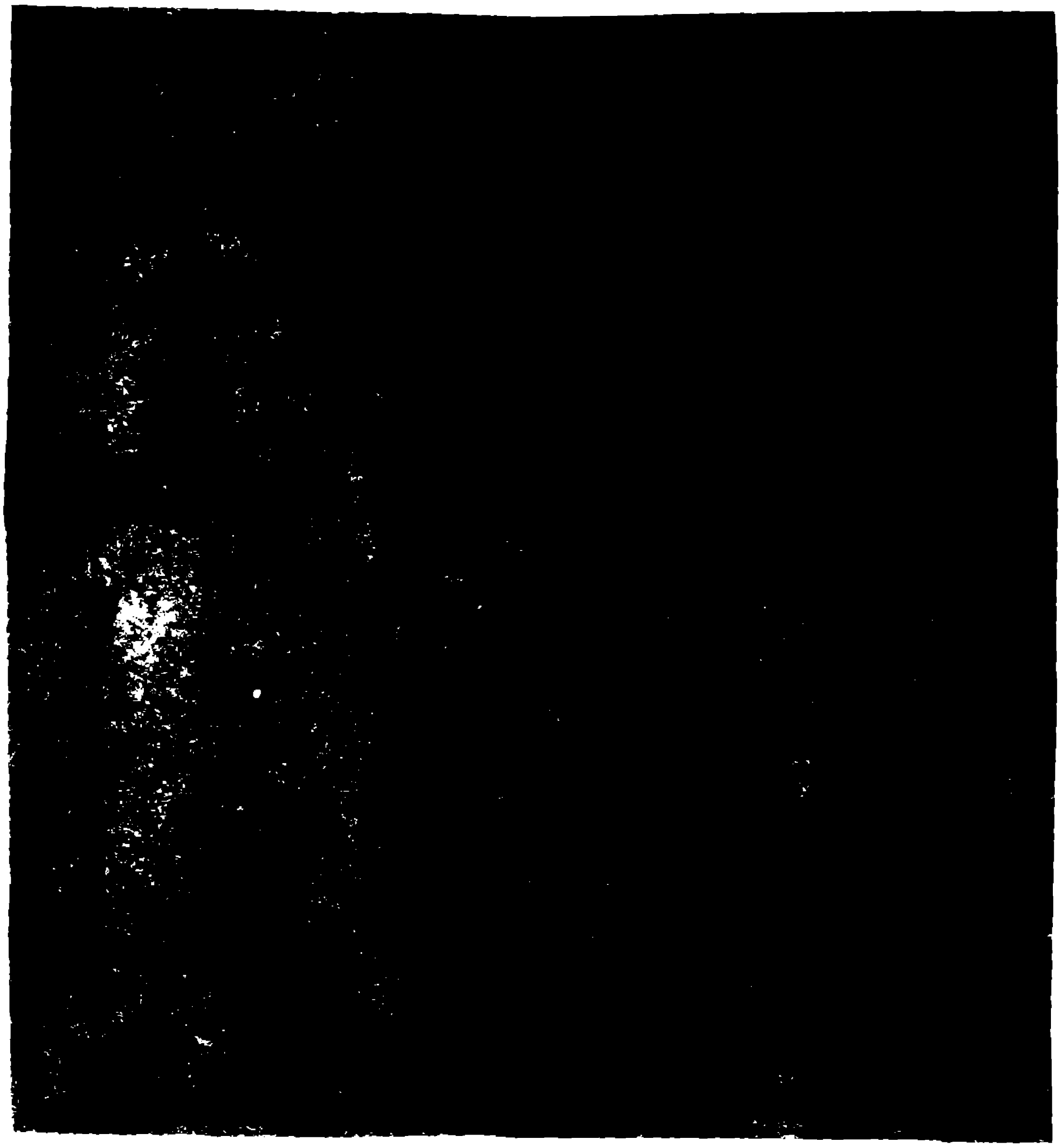


Fig.1.27

In regiunea stabilă se confirmă experimental scăderea producţiei turbulente, a tensiunilor turbulente şi a viscozităţii aparente, fig 1,28, secundată de o tendinţă de laminarizare a stratului limită, însoţită de apariţia unei zone de producţie negativă a energiei turbulente. In regiunea instabilă creşte producţia turbulentă, viscozitatea aparentă ε, realizîndu-se o instabilitate de tip Taylor-Gortler, dar apare şi un mecanism de limitare a creşterii tensiunilor turbulente, datorită volutelor turbionare.

Alături de rotaţie, efectele curburii conduc la rezultate similare şi J.P.Johnston studiază efectele combinate ale rotaţiei şi curburii/75/ asupra stratului limită turbulent, arătînd că efectele curburii şi rotaţiei asupra structurii turbulente şi modul în care aceste efecte modifică tensiunile tangenţiale turbulente sînt mult mai importante decît efectele explicite introduse în ecuaţiile de mişcare prin termenii ce conţin rotaţia şi raza de curbură. Bradshaw subliniază că, în cazul curburii, avînd $|\delta/R_c| \cong 0{,}02$, apar modificări ale tensiunilor tangenţiale turbulente de ordinul a 10%.

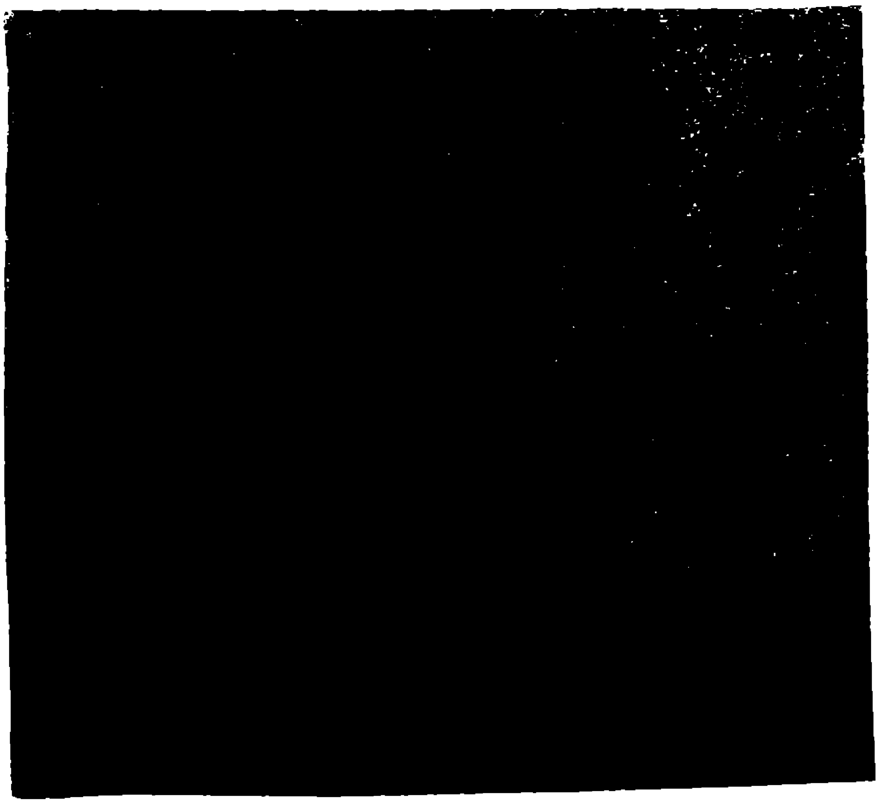


Fig.1.28

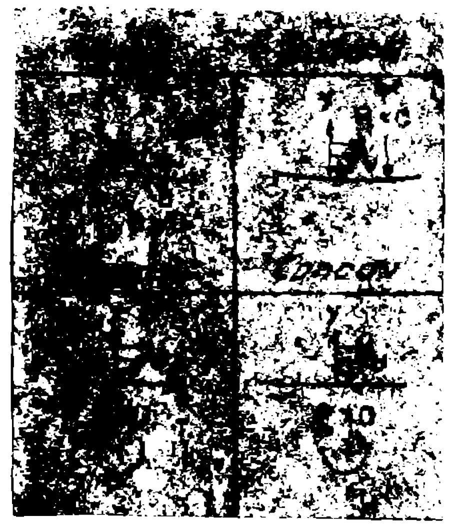


Fig.1.29

Examinînd datele experimentale, J.P.Johnston ajunge la următoarele concluzii:

-fiecare efect separat al curburii şi rotaţiei produce stabilizare sau destabilizare în curgerea turbulentă.

-parametrii locali ce exprimă sensul şi mărimea efectelor stabilităţii sînt numerele gradient Richardson:

$$Ri_q = -2q/(\partial u/\partial y) \qquad\qquad Ri_c = 2(u/R_c)/(\partial u/\partial y)$$

unde U este viteza principală.

O definire sintetică a acestor efecte de stabilizare se poate face prin schema dată în /75/, fig.1.29.

Şcoala germană de hidrodinamică a turbomaşinilor s-a ocupat consecvent de problemele complexe ale curgerii în canale rotitoare, începînd cu Seeliger /143/, Dobner /34/, Solberg-Larsen /153/, Jungclaus /82/ şi continuînd cu Harpfer /58/, Elbing /37/, Pache /119/, Hellmann /57/ şi Eutenouer /39/.

Elbing studiază experimental mişcarea secundară şi turbulenţa în canalul rotoric radial, oferind un bogat material documentar, completat în mod fericit de măsurătorile lui Hellmann, care determină şi el componentele turbulenţeişi mişcarea secundară. Nu cu mult înaintea lui Hellmann, J. Moore /109/ studiase teoretic şi experimental curgerea turbulentă într-un difuzor drept radial rotitor, punînd în evidenţă mai atent problemele ce apar la curgerea în canalele interpaletare, şi avînd în vedere importanţa pentru studiile viitoare a acestor chestiuni ce desvăluie fenomenele curioase din canalele dreptunghiulare rotitoare, merită a se stărui asupra lor. J. Moore consideră curgerea împărţită în patru regiuni: curgere potenţială, straturile limită superior şi inferior, curgerile în colţuri, straturile limită laterale, mişcările secundare fiind generate în straturile limită superior şi inferior, în timp ce modificările turbulenţei se întimplă la pereţii laterali. Hellmann /57/ continuă cercetările lui J. Moore şi J.P. Johnston, considerind de la bun început că, în rotorii turbomaşinilor, influenţa rotaţiei este mai însemnată decît cea a curburii, această ipoteză permiţîndu-i concepera unui model teoretic bazat pe curgerea într-un canal drept, fără curbură (adică, numărul Strouhal este sensibil mai mare decît parametrul de curbură - $S = q\ 2R\ /\ V$, $Pc = R\ /\ Rc$ - , ipoteză simplificatoria, dar nu întotdeauna reală.) In acest context, Hellmann prezintă calitativ mişcarea secundară în secţiunea transversală a canalului sub forma din fig.1.3a. Mişcarea secundară se va produce în stratul limită al coroanei şi inelului, ca urmare a acţiunii acceleraţiei Coriolis. Repartiţia de viteze a mişcării secundare, notată de Hellmann cu $W_y(z)$ se prezintă calitativ în fig.1.3o, observîndu-se că acest tip de distribuţie va produce un vîrtej ω_x, similar cu vîrtejurile induse descrise de Ellis (Lohmann /92/ subliniază aportul vorticităţilor induse Ellis asupra stabilităţii curgerii din punct de vedere al desprinderii). Considerînd vectorul vorticităţii $\bar{\omega} = \nabla \wedge \bar{w}$ rezultă după direcţia x:

$$\omega_x = \frac{\partial w_z}{\partial y} - \frac{\partial w_y}{\partial z} \quad , \text{ unde } \frac{\partial w_y}{\partial z} > \frac{\partial w_z}{\partial y} \quad .$$

După cum arată experimentul, mişcarea secundară se continuă şi pe partea de depresiune şi de suprapresiune ale canalului, fără o producţie suplimentară de curgere secundară, căci forţele Coriolis sînt perpendiculare pe aceşti pereţi. In planul central, $\omega_x = 0$, căci $\frac{\partial w_z}{\partial y} = 0$ ($W_z = 0$), iar presupunînd că în planul central nu apare nici o instabilitate, $\partial w_y / \partial z = 0$

Exprimînd, similar cu a treia teoremă a lui Helmholtz /127/, pentru cazul fluidului vîscos în reper neinerţial, ecuaţia vorticităţii, se obţine:

$$\frac{d\bar{\omega}}{dt} = (\bar{\omega} \cdot \nabla)\bar{w} + (2\bar{q} \cdot \nabla)\bar{w} + \nu \nabla^2 \bar{\omega}$$

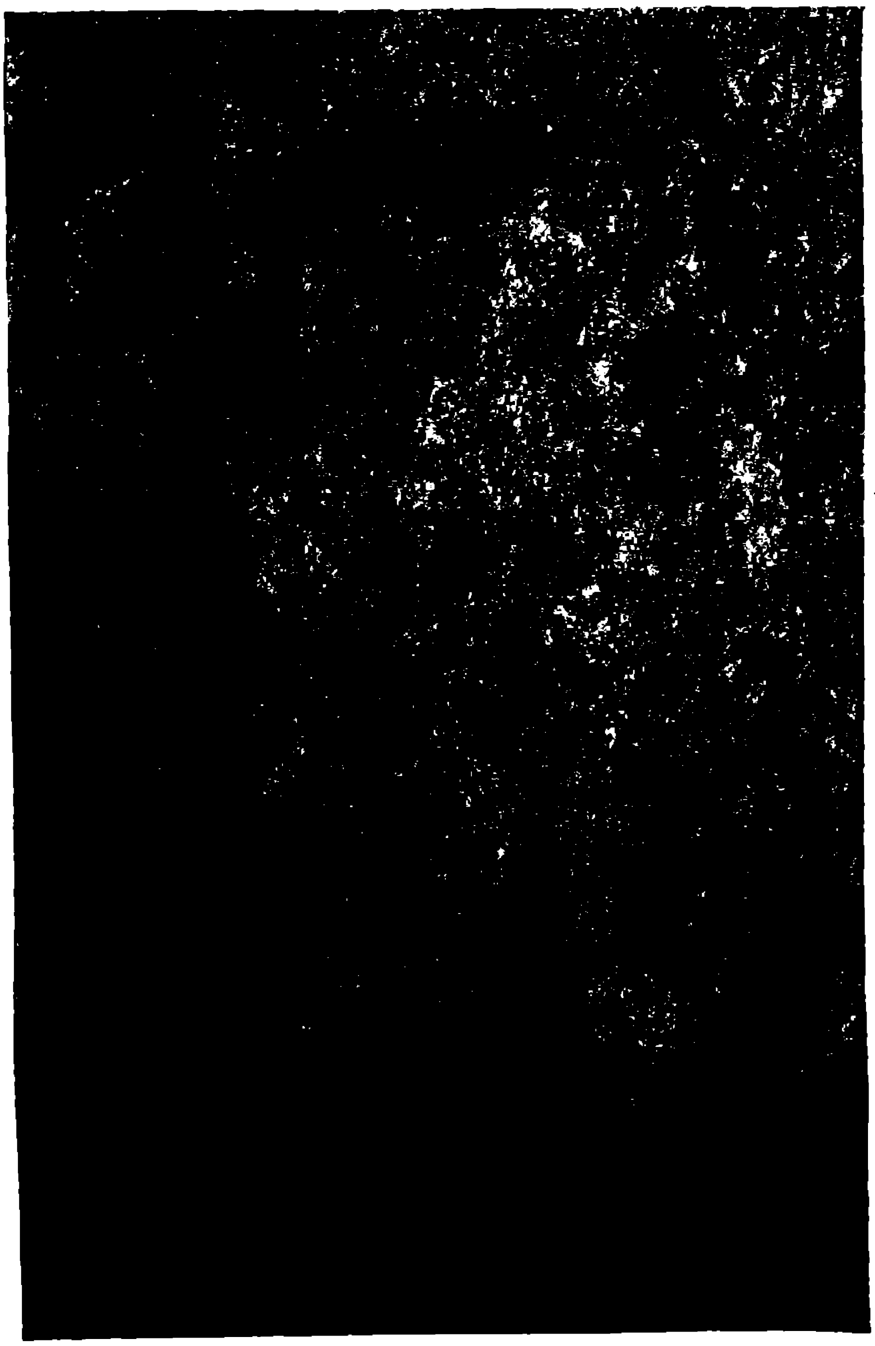


Fig.1.30

Considerînd neglijabilă influenţa vîscozităţii moleculare şi de asemenea $\partial \bar{\omega}/\partial t = 0$ (vorticitate staţionară), se obţine:

$$(\bar{w}\cdot\nabla)\bar{\omega} \cong (\bar{\omega}\cdot\nabla)\bar{w} + (2\bar{q}\cdot\nabla)\bar{w}$$

După cum arată J.P.Johnston, forţele Coriolis realizează în canal trei zone (stabilă, neutră şi instabilă), aceste forţe fiind dominante şi deci:

$$(\bar{\omega}\cdot\nabla) \ll (2\bar{q}\cdot\nabla)\bar{w}$$

iar,

$$(\bar{w}\cdot\nabla)\bar{\omega} \cong (2\bar{q}\cdot\nabla)\bar{w}$$

sau

$$w_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \cong 2q \frac{\partial w_x}{\partial z}$$

sau, aproximativ:

$$w_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \cong 2q \frac{\partial w_x}{\partial z}$$

ecuaţie ce reprezintă influenţa mişcării secundare asupra stabilităţii stratului limită turbulent de pe partea de suprapresiune şi de depresiune /57/. Se observă imediat că, pentru partea de depresiune:

-în cazul curgerii secundare dinspre coroană spre planul central:

$w_z < 0 \quad \omega_x > 0 \quad \partial\omega_x/\partial z > 0 \quad deci\ \partial W_x/\partial z > 0$

-în cazul curgerii secundare dinspre inel spre planul central:

$w_z > 0 \quad \omega_x < 0 \quad \partial\omega_x/\partial z < 0 \quad deci\ \partial W_x/\partial z < 0$

Iar pentru partea de suprapresiune:

-în cazul curgerii dinspre planul central spre coroană:

$w_z < 0 \quad \omega_x > 0 \quad \partial\omega_x/\partial z < 0 \quad deci\ \partial W_x/\partial z > 0$

-în cazul curgerii secundare dinspre planul central spre inel:

$w_z > 0 \quad \omega_x < 0 \quad \partial\omega_x/\partial z > 0 \quad deci\ \partial W_x/\partial z < 0$

Ca urmare, se poate reprezenta distribuţia vitezei principale din canal Wx pe partea de depresiune şi pe cea de suprapresiune de-a lungul lui s(înălţimea canalului) pe baza consideraţiilor teoretice asupra ecuaţiei vorticităţii, aceste distribuţii fiind în deplină concordanţă cu rezultatele experimentale ale lui Fowler /44/, Elbing /37/, şi prezenta lucrare le va întări, fig.1.31

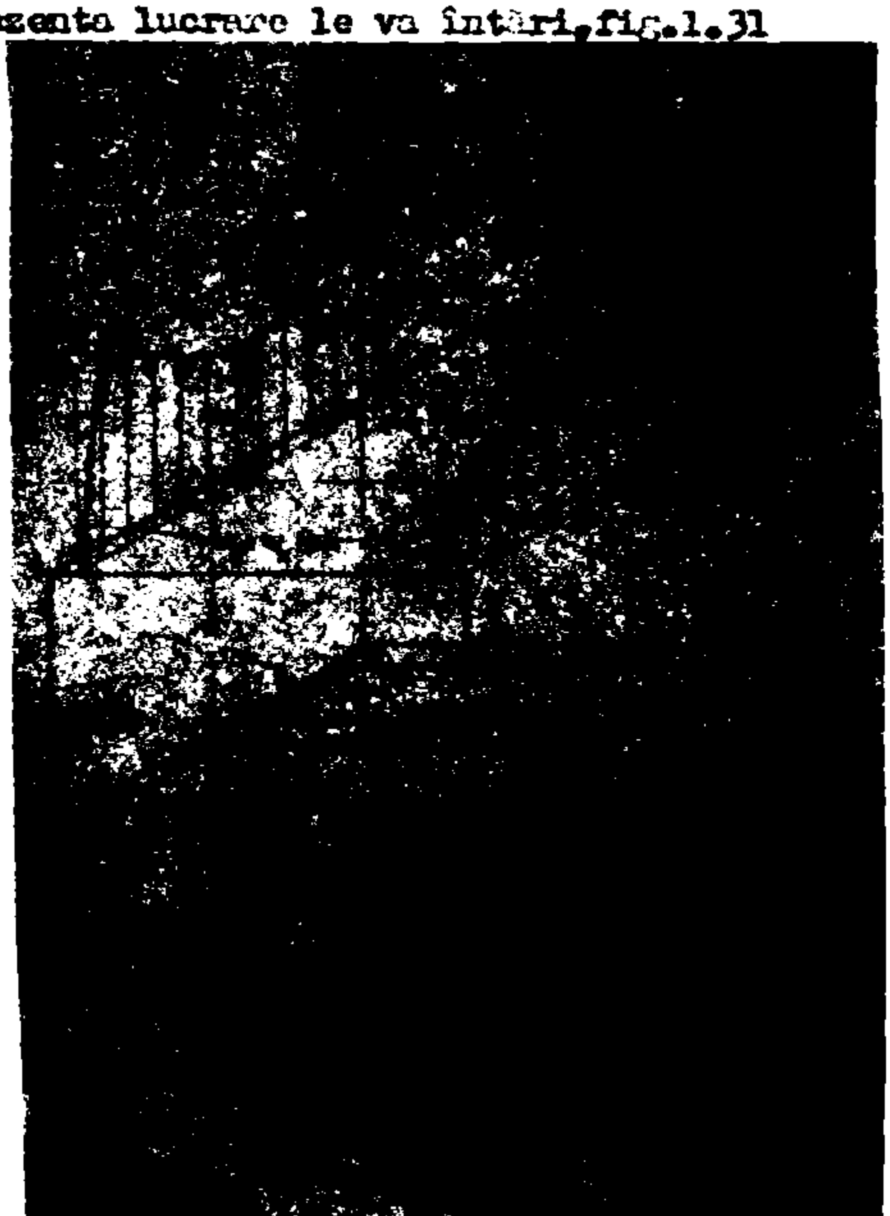


Fig.1.31

In afara influenţei mişcării secundare asupra distribuţiilor de viteze, Hallmann studiază şi interacţiunea dintre curgerea secundară şi structura turbulenţei. Poate nu este inutil să reamintim, din cele expuse pînă aici că, rotaţia şi curbura produc o multitudine de efecte, adesea contradictorii (vezi stabilitatea turbulenţei şi stabilitatea desprinderii), aceste contradicţii, prin unitatea şi lupta lor, încadrîndu-se perfect în legităţile ce susţin manifestarea lumii fizice, şi implicit prezentînd mari dificultăţi pentru o modelare matematică. Hallmann, utilizînd o folie de aluminiu foarte subţire şi suficient de îngustă, obturează în timpul experimentului mişcarea secundară de pe coroană, respectiv inel, înainte de-a ajunge curentul din stratul limită pe partea de depresiune, obţinînd în acest fel variaţia tensiunilor turbulente din stratul limită de pe partea de depresiune, în prezenţa şi în absenţa mişcării secundare. Diferenţele obţinute între cele două distribuţii de tensiuni conduce la concluzia că, similar cu fenomenul descris de J.P.Johnston/76/ privind producţia turbulentă, respectiv stabilitatea turbulenţei pe partea de depresiune, datorită forţelor Coriolis, mişcarea secundară de pe partea de depresiune provoacă la rîndul ei o modificare a structurii turbulente. Johnston arată că /76/, producţia energiei turbulente se poate exprima:

$$\hat{P} = \left(-\overline{w_x' w_y'}\right) \partial \overline{w}_x / \partial y$$

iar producţia de tensiune tangenţială turbulentă $(-\overline{Wx' \, Wy'})$ pe partea de depresiune a canalului este, în planul central:

$$\hat{P}_{\Omega \neq 0, Rc = \infty} = \overline{w_y'^2}\, \partial w_x / \partial y - \left(\overline{w_x'^2} - \overline{w_y'^2}\right) 2\Omega$$

Deoarece /57/, /76/ $\partial \overline{w}_x / \partial y > 0$, $\overline{w_x'^2} > \overline{w_y'^2}$ şi $\partial \overline{w}_x / \partial y < 2\Omega$, $\Omega > 0$ rezultă că producţia $\widetilde{P}$ devine negativă şi deci $(-\overline{Wx'Wy'})$ schimbă de semn, deci energia turbulentă se transformă în energie cinetică a curentului mediu. Expresia lui Johnston fiind valabilă numai pentru planul central, Hellmann o extinde pentru toată partea de depresiune sub forma:

$$\widetilde{P}_{\Omega \neq 0, Rc = \infty} = \overline{w_y'^2}\, \partial w_x / \partial y - \left(\overline{w_x'^2} - \overline{w_y'^2}\right) 2\Omega - \left(-\overline{w_y' w_z'}\right) \partial \overline{w}_x / \partial z$$

Presupunînd că $\left(-\overline{w_y' w_z'}\right) > 0$, $\overline{w_x'^2} > \overline{w_y'^2}$, $\partial \overline{w}_x / \partial z > 0$ rezultă că producţia tensiunii turbulente $(-\overline{Wx'Wy'})$ de către mişcarea secundară este de acelaşi sens cu producţia datorată forţelor Coriolis ($\partial \overline{w}_x / \partial z > 0$, înseamnă tocmai existenţa mişcării secundare)

Deci, mişcarea secundară produce în stratul limită de pe partea de depresiune, similar cu forțele Coriolis, transformarea turbulenței în energie medie. Pe de altă parte, această producție turbulentă negativă face posibilă existența unei mișcări secundare pe partea de depresiune, căci altfel, în situația inexistenței unei transformări a turbulenței în energie medie, mișcarea secundară de pe coroană și inel ajungînd la colțurile canalului din zona părții de depresiune s-ar continua prin niște vîrtejuri de colț, locale, în direcția curentului principal.

In cazul părții de suprapresiune, producția turbulentă este:

$$\overline{P}_{\Omega \neq 0, Re=\infty} = \overline{w_y'^2}\,\partial \overline{W}_x/\partial y + \left(\overline{w_x'^2} - \overline{w_y'^2}\right) 2\Omega - \left(-\overline{w_y' w_z'}\right)\partial \overline{W}_x/\partial z$$

iar: $\overline{w_x'^2} > \overline{w_y'^2}$, $(-\overline{w_y' w_z'}) > 0$, $\partial \overline{W}_x/\partial z > 0$

(condiție ce reprezintă existența mișcării secundare)

Deci, producția tensiunii turbulente (-Wx'Wy') datorită mișcării secundare este de semn contrar celei datorate forțelor Coriolis. Se pare că influența forțelor Coriolis este mai mare și deci are loc o intensificare a producției turbulente pe seama energiei curentului mediu. Dar Johnston /76/ specifică în lucrarea sa că, pe partea de suprapresiune (de instabilitate) producția turbulentă este limitată de vorticitățile celulare, ceea ce apare clar în expresia de mai sus, unde vorticitatea mișcării secundare ω_x are acțiune contrară forțelor Coriolis. Deci, cercetările lui Hellmann au dovedit că, în stratul limită turbulent, pe partea de depresiune a canalului, viteza medie principală Wx și tensiunile turbulente de-a lungul lățimii canalului se modifică, dacă curentul secundar deplin dezvoltat pe coroană și inel, se continuă pe partea de depresiune, în direcția planului central. Energetic, această continuare este posibilă, dacă turbulența stratului limită de pe partea de depresiune se transformă în energie medie. Dacă această transformare nu are loc, atunci curentul secundar de pe coroană și inel se continuă cu vîrtejul de colț. Studiile lui J. Moore /109/ asupra curgerii secundare în colțul format de partea de depresiune, respectiv de suprapresiune, cu coroana canalului interpaletar s-au bazat pe ipoteza continuității și a constanței impulsului, după direcția lui x. Astfel curentul transversal Wy(z) este dependent de Wz(y) prin forma profilelor de viteză Wx(z) și Wx(y). In mod similar Hellmann, utilizînd componenta după x a ecuațiilor de mișcare, în urma unor simplificări ajunge la condiția:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial x} = \left[\left(\partial W_x/\partial y - 2\Omega\right) W_y + W_z\,\partial W_z/\partial z\right] = ct$$

care exprimă posibilitatea continuării mișcării secundare pe partea de depresiune, fig. 1.32

Fig.1.32

Se observă că la trecerea de pe coroană pe partea de depresiune, la coroană $W_y<0$, iar pe partea de depresiune, în regiunea colţului, $\partial w_x/\partial y > 0$ şi deci decceleraţia convectivă $W_y(\partial w_x/\partial y - 2q) < 0$ ($q < 0$) ce rezultă, trebuie anihilată pentru a păstra constanţa gradientului de presiune de o acceleraţie $w_z\, \partial w_x/\partial z > 0$. Dar cum $W_z<0$, înseamnă că $\partial w_x/\partial z < 0$ este condiţia continuităţii mişcării secundare de pe coroană pe partea de depresiune, în cazul echilibrului forţelor pe direcţia x. Această condiţie, după cum rezultă din ecuaţia vîrtejului, este respectată doar în imediata apropiere a coroanei, pe cînd în regiunea colţului unde $\partial w_x/\partial z > 0$ nu se produce nici o acceleraţie de anihilare a termenului deccelerator. Atunci, continuarea curentului secundar pe partea de depresiune va fi posibilă dacă, curentul secundar format (din zona de $\partial w_x/\partial z < 0$) pentru menţinerea constanţei lui $\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{\partial x}$, va prelua energie suplimentară prin transformarea energiei turbulente în energie medie. În caz contrar, mişcarea secundară se încheie în colţ, sub formă de vîrtej, fig.1.33. Deci, curentul secundar de pe partea de depresiune, conţine şi mecanism de producere a energiei medii din energie turbulentă, asemănător cu efectul forţelor Coriolis semnalat de Johnston, mecanism din care însuşi curentul secundar îşi trage existenţa.

Nu credem că mai este necesar să se insiste în continuare asupra complexităţii curgerii în turbomaşini, problemele evidenţiate mai sus fiind deosebit de elocvente şi reliefînd clar complicaţiile

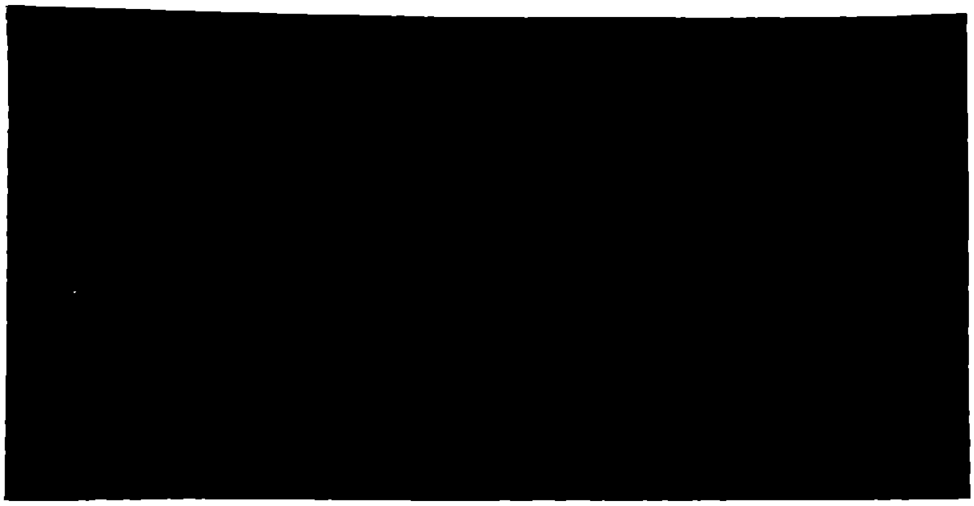


Fig.1.33

ce pot apărea odată cu mişcarea turbulentă şi cu efectele rotaţiei şi curburii canalului interpaletar, complicaţii ce sub anumite aspecte abia sînt bănuite; cu atît mai mult, elaborarea unui model matematic care să ţină cont de toţi factorii ce intervin în curgerea hidrodinamică din rotor este extrem de dificilă şi în nici un caz n nu se poate realiza exaustiv.

Avînd acum limpede trasată imaginea de ansamblu a curgerii în t turbomaşini, se desprinde în mod firesc singura cale posibilă din punct de vedere teoretic pentru descrierea cîmpului hidrodinamic şi determinarea pierderilor hidraulice în canalele interpaletare (pierderi care evident sînt afectate în mod direct de toate fenomenele descrise mai sus): este calea de la simplu spre complex, adică o metodă bazată pe principiile fundamentale ale mecanicii fluidelor, care pornind de la situaţia cea mai simplă (relativ simplă) posibilă va ţine cont întîi doar de anumite influenţe, ca apoi să se treacă treptat spre situaţii mai complexe şi în acest sens se va studia în primul rînd curgerea laminară şi separat efectele rotaţiei şi curburii, apoi aceste efecte se vor îmbina şi în final se vatrece la curgerea turbulentă, stabilindu-se astfel o metodă generală capabilă să ofere, în limitele ipotezelor restrictive utilizate, soluţii pentru calculul pierderilor hidraulice şi al cîmpului de viteze în conducte rotitoare şi curbate.

CAPITOLUL II

MODEL TEORETIC AL CURGERII LAMINARE ÎN CONDUCTE CURBATE ROTITOARE

2.1. Ecuațiile fundamentale ale mișcării.

2.1.1. Ecuațiile de mișcare Navier-Stokes, în reper neinerțial.

Fie $\mathcal{E}_\beta$ un sistem de referință inerțial și $\mathcal{E}'_\beta$ un sistem de referință neinerțial, iar $(O,\bar e_i)$, $O\in\mathcal{E}_\beta$ un reper ortonormat în $\mathcal{E}_\beta$ și $(O',\bar e'_i)$, $O'\in\mathcal{E}'_\beta$ un reper ortonormat în $\mathcal{E}'_\beta$ (fig.2.1)/159/

Fig.2.1

Ecuația Navier-Stokes pentru un fluid viscos incompresibil ($\rho=\rho'=$ ct.), în raport cu $\mathcal{E}'_\beta$, se exprimă similar cu cazul reperului inerțial:

$$\rho'\frac{d'\bar V'}{d\tau} = \rho'\bar f' - \nabla' p' + \mu' \nabla'^2 \bar V' \qquad (2.1)$$

Dar, desvoltînd:

$$\frac{\partial'\bar V'}{\partial\tau} + \bar\omega_\wedge \bar V' = \bar f' - \nabla'\left(\frac{p'}{\rho}\right) - \nabla'\left(\frac{\bar V'^2}{2}\right) + \nu\nabla'^2\bar V' \qquad (2.2)$$

Însă, cum a demonstrat O.Popa/127/:

$$\bar f' = \bar Q^T(\bar f + \bar f^a) \qquad \text{unde} \qquad \bar f^a = -\left[\frac{d\bar V_e}{d\tau} + (\bar v - \bar V_e)\nabla \bar V_e\right] \qquad (2.3)$$

Ori:

$$\frac{d\bar V_e}{d\tau} = \frac{\partial \bar V_e}{\partial\tau} + \bar v\cdot\nabla\bar V_e = \frac{\partial\bar V_e}{\partial\tau} + (\bar v - \bar V_e)\nabla\bar V_e + \bar V_e\nabla\bar V_e \qquad (2.4)$$

și utilizînd transformările din/127/ rezultă încă:

$$\bar Q^T\cdot(\bar v - \bar V_e)\cdot\nabla\bar V_e = \bar q'_\wedge \bar V' \qquad (2.5)$$

Conform /127/ cîmpul presiunii p=p' este reprezentabil prin suma a două cîmpuri scalare p'_M (presiunea de mișcare) și p'_R (presiunea de repaus), sub forma: $p'=p'_M + p'_R$. Dar, ecuația statică Euler în raport cu reperul neinerțial se scrie:

$$\rho'\bar f' - \nabla' p'_R = 0 \qquad (2.6)$$

sau, conform (2.3) și deoarece pentru statică $\bar v=\bar V_e$

$$\rho\bar Q^T\left(\bar f - \frac{d\bar V_e}{d\tau}\right) - \nabla' p'_R = 0 \qquad (2.7)$$

De unde:

$$\frac{1}{\rho}\nabla' p'_M = \frac{1}{\rho}\nabla'p' - \bar Q^T\left(\bar f - \frac{\partial\bar V_e}{\partial\tau} - \bar V_e\nabla\bar V_e\right) \qquad (2.8)$$

și observînd (2.3),(2.4),(2.5),(2.8), rezultă:

$$\frac{\partial'\bar V'}{\partial\tau} - \bar V'_\wedge(\bar\omega' + 2\bar q') + \frac{1}{2}\nabla'\bar V'^2 = -\frac{1}{\rho}\nabla' p'_M + \nu\nabla'^2\bar V' \qquad (2.9)$$

expresie ce exprimă sub forma cea mai generală ecuația de mișcare Navier-Stokes a unui fluid viscos incompresibil, raportată la un sistem de referință neinerțial.

Accelerația locală absolută de antrenament este:

$\partial\bar{V}_e/\partial\tau = \nabla\varphi_o + d\bar{q}/d\tau \wedge (\bar{z}-\bar{c})$ unde /127/ $\varphi_o = (\bar{z}-\bar{c})\left(\frac{dv_o}{d\tau} - \bar{q}\wedge\bar{V}_o\right)$

iar $\bar{V}_o, \bar{q}$ și $\bar{c}$ sînt funcții exclusive de timp

Pe de altă parte: $\bar{V}_e = \bar{V}_o' + \bar{q}\wedge(\bar{z}-\bar{c})$ și $\bar{V}_e = -\bar{Q}\,\bar{V}_e'$

și atunci:

$$\bar{V}_e\cdot\nabla\bar{V}_e = \bar{q}'\wedge\left[\bar{V}_o' + q'\wedge(\bar{z}'-\bar{c}')\right]\bar{Q}^T \qquad (2.1o)$$

De unde, expresia cea mai generală pentru presiunea de mișcare e:

$$\frac{1}{\rho}\nabla' p_M' = \frac{1}{\rho}\nabla' p' - \bar{Q}^T\bar{f} + \bar{Q}^T\left[\frac{d\bar{V}_o}{d\tau} - \bar{q}\wedge\bar{V}_o + \frac{d\bar{q}}{d\tau}\wedge(\bar{z}-\bar{c})\right] + \qquad (2.11)$$
$$+\bar{q}\wedge\left[\bar{V}_o' + \bar{q}'\wedge(\bar{z}-\bar{c})\right]$$

2.1.2. Cazuri particulare.

A/ $\mathcal{E}_3' \equiv \mathcal{E}_3$

Se observă imediat că $\bar{q}=\bar{q}'=0$ și $\bar{V}_o=\bar{V}_o'=0$

Deci:
$$\frac{1}{\rho}\nabla p_M = \frac{1}{\rho}\nabla p - \bar{Q}^T\bar{f} \quad ; \quad \bar{f} = -\nabla\Omega \qquad (2.12)$$
$$\bar{Q}^T\cdot\bar{f} = -\nabla'\Omega \quad ; \quad \frac{1}{\rho}\nabla p_n = \frac{1}{\rho}\nabla p - \bar{f} \qquad (2.13)$$

și atunci (2.9) devine:
$$\frac{\partial\bar{V}}{\partial\tau} - \bar{V}\wedge\bar{\omega} + \frac{1}{2}\nabla\bar{V}^2 = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \bar{f} + \nu\nabla^2\bar{V} \qquad (2.14)$$

relație ce reprezintă ecuația Navier-Stokes pentru reper inerțial

B/Translație pură. (viteza unghiulară $\bar{q}=\bar{q}'=0$)

Din (2.9): $$\frac{\partial\bar{V}'}{\partial\tau} - \bar{V}'\wedge\bar{\omega}' + \frac{1}{2}\nabla'\bar{V}'^2 = -\frac{1}{\rho}\nabla' p_M' + \nu\nabla'^2\bar{V}' \qquad (2.15)$$

iar $$\frac{1}{\rho}\nabla' p_M' = \frac{1}{\rho}\nabla' p' - \bar{Q}^T\left[\bar{f} - \frac{d\bar{V}_o}{d\tau}\right]$$

unde $\bar{V}_o$ conține numai termenul de translație

C/ Rotație pură constantă

în acest caz $d\bar{q}/d\tau = 0$, $\bar{V}_o = \bar{q}\wedge\bar{c}$

deci $\bar{V}_e = \bar{V}_o + \bar{q}\wedge(\bar{z}-\bar{c}) = \bar{q}\wedge\bar{z}$; $\frac{\partial\bar{V}_e}{\partial\tau} = \frac{\partial}{\partial\tau}(\bar{q}\wedge\bar{z}) = 0$

Considerînd din /127/ : $\bar{c} = -\bar{Q}\cdot\bar{c}'$ rezultă

$\bar{V}_o = \bar{q}\wedge\bar{c} - \bar{Q}\cdot\bar{V}_o'$

Pentru rotație pură: $\bar{V}_o' = 0$

De unde:
$$\frac{1}{\rho}\nabla' p_M' = \frac{1}{\rho}\nabla' p' - \bar{Q}^T\bar{f} + \bar{q}'\wedge\left[\bar{q}'\wedge(\bar{z}'-\bar{c}')\right] \qquad (2.16)$$

D/ Cazul conductei rotitoare.

Din (2.16):
$$\frac{1}{\rho}\nabla' p_M' = \frac{1}{\rho}\nabla' p' - \bar{Q}^T\bar{f} + \left[\bar{q}(\bar{z}-\bar{c})\right]\bar{q}' - \bar{q}'^2(\bar{z}'-\bar{c}') \qquad (2.17)$$

și atunci: $$p_M' = p' - \frac{\rho}{2}\,\bar{q}'^2(\bar{z}-\bar{c})^2$$ dar $\bar{z}' = \bar{c}' + \bar{Q}^T\cdot\bar{z}$

Deci $\quad p'_M = p' - \frac{\rho}{2} q'^2 z^2$ (2.18)

In cazul în care $\bar{O} \equiv O'$, deci $\bar{C}=0$, rezultă din (2.17):

$$p'_M = p' - \frac{\rho}{2} q'^2 z'^2 \qquad (2.19)$$

Expresiile (2.18),(2.19) se identifică cu relaţia oţinută de /76/ şi folosită în /173/,/1o9/,/72/,/82/,/14o/.Pe de altă parte,prin modul de obţinere a ecuaţiei de mişcare se pun în evidenţă prin deducţie logică expresiile acceleraţiilor Coriolis şi centripetă fără a se apela la metoda artificială de alipire a acestor termeni cum se face în /82/ sau /153/

2.1.3. Măsura disipaţiei viscoase.

Se consideră o conductă dreaptă rotitoare ($\bar{q}'$=ct) şi volumul de control $\mathcal{V}'$ mărginit de suprafaţa laterală S'_l şi de suprafeţele de flux S'_n (n=1,2), unde $\bar{n}'$ este vectorul unitate normal (fig.2.2)

Fig.2.2

In cazul curgerii printr-o conductă rotitoare, peste mişcarea principală se suprapune o mişcare secundară, numită de Prandtl de specia I-a. Cercetările experimentale şi teoretice indică însă pentru un calcul global aproximaţia $\bar{V}'\bar{e}'_1 \ll \bar{V}'\bar{e}'_2$ apropiată de realitate.

Se formulează ipotezele suplimentare:

a) mişcarea relativă este permanentă $\frac{\partial' \bar{V}'}{\partial \tau} = 0$

b) $\bar{C}'=0$

c) $\bar{V}' = \bar{e}'_2 V'$

d) curgere deplin dezvoltată $\frac{\partial \bar{V}'}{\partial x'_2} = 0$

Conform /127/, ecuaţia transferului energiei cinetice pentru reperul neinerţial are expresia:

$$\frac{\partial'}{\partial \tau}\int_{\mathcal{V}'} \rho \frac{\bar{V}'^2}{2} dv' = -\int_{\partial v'} \rho H' \bar{V}' \bar{n}' da' + 2\mu \int_{\partial v'} \bar{n}' \cdot \bar{D}' \cdot \bar{V}' da' - \int_{v'} \phi \, dv' \qquad (2.2o)$$

unde:

$$H' = \Omega + \varphi_0 - \frac{\bar{V}_e^2}{2} + \frac{\bar{V}'^2}{2} + \frac{p'}{\rho}$$

Ipotezele permit simplificările:

$$\begin{cases} \bar{V}_0 = 0 \\ \bar{V}' \cdot \nabla' \bar{V}' = 0 \end{cases} \Rightarrow \frac{d\bar{V}'}{d\tau} = 0 \quad , \varphi_0 = 0$$

Se observă că:

$$\bar{V}_e \cdot \nabla \bar{V}_e = \nabla\left(\frac{\bar{V}_e^2}{2}\right) + \left(\nabla_\wedge \bar{V}_e\right)_\wedge \bar{V}_e = \nabla\left(\frac{\bar{V}_e^2}{2}\right) + 2\bar{q}_\wedge \bar{V}_e \qquad (2.21)$$

şi

$$2\bar{q}\wedge\bar{V}_e = \frac{1}{2}\nabla\left[(2\bar{q}\wedge\bar{V}_e)\cdot\bar{z}\right]$$

deci (2,21) devine: $\bar{V}_e\cdot\nabla\bar{V}_e = \nabla\left[\frac{\bar{V}_e^2}{2} + \frac{1}{2}(2\bar{q}\wedge\bar{V}_e)\cdot\bar{z}\right]$

sau $\bar{V}_e\cdot\nabla\bar{V}_e = -\nabla\left(\frac{\bar{V}_e^2}{2}\right)$

şi atunci
$$\nabla'\left(\frac{p'_M}{\rho}\right) = \nabla'\left(\frac{p'}{\rho} + \Omega - \frac{\bar{V}_e^2}{2}\right) \tag{2.22}$$

Iar în final
$$H' = \frac{p'_M}{\rho} + \frac{\bar{V}'^2}{2} \tag{2.23}$$

Conform ipotezelor, similar cu /127/:

$$\bar{n}\cdot\bar{D}'\cdot\bar{V}'\Big|_{S'_n} = 0 \quad , \quad \bar{n}'\bar{V}'\Big|_{S'_l} = 0$$

deci transferul energiei mecanice de deformaţie relativă:

$$2\mu\int_{\partial v'}\bar{n}'\cdot\bar{D}'\cdot\bar{V}'\cdot da' = 0$$ de asemenea $$\int_{S'_l}\rho H'\bar{V}'\cdot\bar{n}'da' = 0$$

Ecuaţia transferului energiei cinetice devine:

$$-\frac{\rho}{2}\int_{S'_n}\bar{V}'\cdot\bar{V}'\cdot\bar{V}'\cdot\bar{n}'\cdot da' - \rho\int_{S'_n}\frac{p'_M}{\rho}\bar{V}'\cdot\bar{n}'\cdot da' = \int_{v'}\phi\, dv' \tag{2.24}$$

Ecuaţia de mişcare (2.9) se scrie:

$$2\bar{q}'\wedge\bar{V}' = -\frac{1}{\rho}\nabla' p'_M + \nu\nabla'^2\bar{V}' \tag{2.25}$$

din analiza ei rezultînd imediat că $\frac{\partial' p'_M}{\partial x'_2}$ este o constantă

Debitul prin suprafaţa de flux se defineşte ca:

$$Q(S'_n) = \int_{S'_n}\bar{V}'\cdot\bar{n}'da' \tag{2.26}$$

şi atunci

$$\int_{S'_n}\frac{p'_M}{\rho}\bar{V}'\cdot\bar{n}'\cdot da' = \frac{Q(S')}{\rho}\frac{\partial' p'_M}{\partial x'_2}L_{12} \tag{2.27}$$

Pe de altă parte:

$$\int_{S'_n}\bar{V}'\cdot\bar{V}'\cdot\bar{V}'\cdot\bar{n}'da' = \alpha'(S'_n)Q(S')\tilde{V}'^2 \tag{2.28}$$

unde: $\alpha'(S'_n)$ este măsura neuniformităţii transferului energiei cinetice şi $\tilde{V}'$ este viteza relativă mediată spaţial pe S'_n

De asemenea, conform teoriei similitudinii dinamice, disipaţia viscoasă globală a energiei cinetice este /127/:

$$\int_{v'}\phi\, dv' = \zeta'\rho Q(S')\frac{\tilde{V}'^2}{2} \tag{2.29}$$

unde ζ' este coeficientul de pierdere pe volumul de control v'

Este mai convenabil însă de a introduce coeficientul de pierderi prin frecare λ'

$$\lambda' = \zeta'\frac{2R}{L} \tag{2.30}$$

şi atunci (2.24) devine:

$$\left(\frac{\alpha'\tilde{V}'^2}{2}\right)_{S_1'} - \left(\frac{\alpha'\tilde{V}'^2}{2}\right)_{S_2'} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial' p'_M}{\partial x'_2} L_{12} = \lambda' \frac{L_{12}}{2R}\frac{\tilde{V}'^2}{2} \tag{2.31}$$

In ipoteza curgerii deplin desvoltate, se obține:

$$\lambda' = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial' p'_M}{\partial x'_2}\frac{4R}{\tilde{V}'^2} \tag{2.32}$$

Observație.

In continuare, pentru simplitate, se va renunța la accent, toate ecuațiile referindu-se la reperul neinerțial.

2.2. Pierderile hidraulice în conducte drepte rotitoare.

2.2.1. Ecuațiile Navier-Stokes în coordonate cilindrice.

Fiind vorba de o conductă de secțiune circulară este preferabilă trecerea la coordonate cilindrice ($\bar{r},\bar{\theta},\bar{y}$), fig.2.3; ecuațiile de mișcare se obțin desvoltînd expresia (2.9)

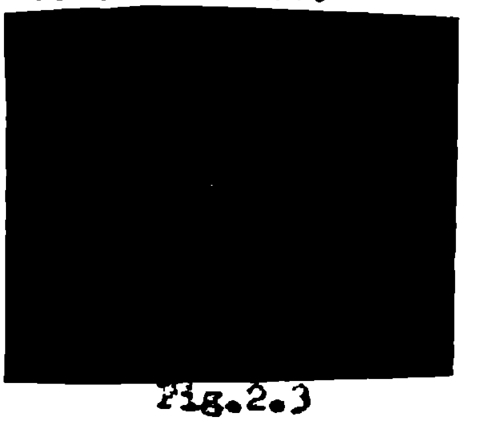


Fig.2.3

$$V_r\frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r}\frac{\partial V_r}{\partial \theta} + V_y\frac{\partial V_r}{\partial y} - \frac{V_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial r} + 2q V_y\cos\theta + \nu\left[\nabla^2 V_r - \frac{V_r}{r^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial V_\theta}{\partial \theta}\right] \tag{2.33}$$

$$V_r\frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r}\frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + V_y\frac{\partial V_\theta}{\partial y} + \frac{V_r V_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{r\partial \theta} - 2q V_y\sin\theta + \nu\left[\nabla^2 V_\theta + \frac{2}{r^2}\frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta}{r^2}\right] \tag{2.34}$$

$$V_r\frac{\partial V_y}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r}\frac{\partial V_y}{\partial \theta} + V_y\frac{\partial V_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial y} - 2(V_r\cos\theta - V_\theta\sin\theta)q + \nu\nabla^2 V_y \tag{2.35}$$

2.2.2. Determinarea coeficientului de pierdere λ_R

Se formulează următoarele ipoteze de calcul:
a) rotație constantă ($\bar{q}$=ct); b) $\bar{C}$=0 ; c) mișcarea relativă este permanentă; d) fluid incompresibil e) curgere deplin desvoltată ; f) regim laminar; g) formal, curgerea se divide în două zone: un strat limită lîngă perete, unde se concentrează forțele viscoase și mișcarea secundară are loc și o zonă potențială

2.2.2.1. Ecuaţiile stratului limită.

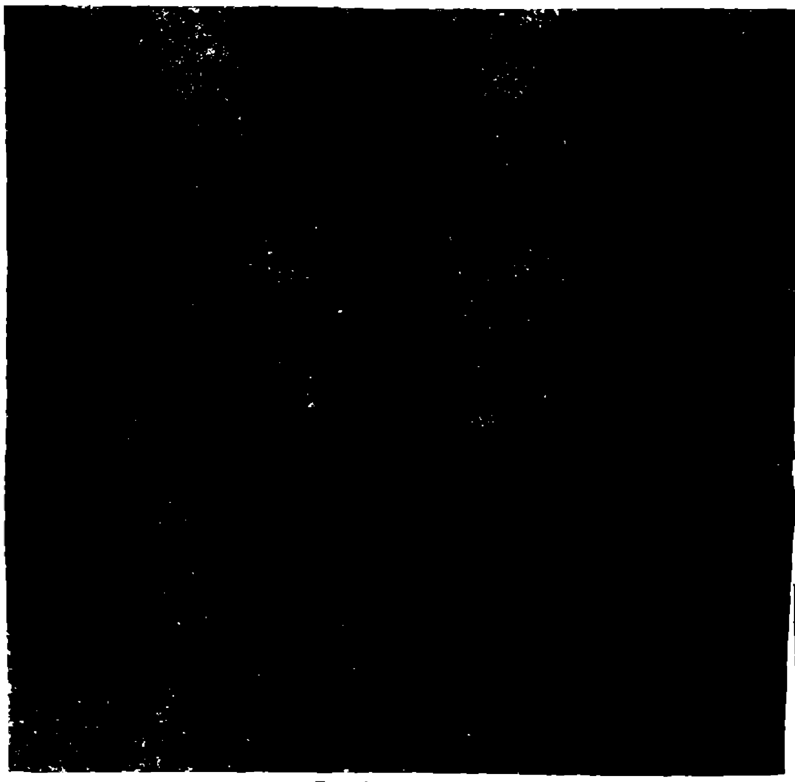


Fig.2.4

Urmînd calea descrisă de Schlichting /141/, ecuaţiile de mişcare în stratul limită se pot simplifica, pe baza unei analize a ordinului de mărime al termenilor ecuaţiilor (2.33), (2.34) (2.35), obţinîndu-se în [redacted]

$$
\begin{cases}
\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p_M}{\partial r} = 0 & (2.36)\\[2mm]
V_n \dfrac{\partial V_\tau}{\partial r} + \dfrac{V_\tau}{R}\dfrac{\partial V_\tau}{\partial \theta} = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p_M}{R\,\partial \theta} - 2\varrho V_y \sin\theta + \nu \dfrac{\partial^2 V_\tau}{\partial r^2} & (2.37)\\[2mm]
V_n \dfrac{\partial V_y}{\partial r} + \dfrac{V_\tau}{R}\dfrac{\partial V_y}{\partial \theta} = 2\varrho V_\tau \sin\theta + \nu \dfrac{\partial^2 V_y}{\partial r^2} & (2.38)
\end{cases}
$$

In afara stratului limită, ecuaţiile de mişcare pot fi reduse la:

$$
\begin{cases}
-\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p_M}{\partial x} + 2\varrho V_y = 0 & (2.39)\\[2mm]
V_x \dfrac{\partial V_y}{\partial x} + 2\varrho V_x = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p_M}{\partial y} & (2.40)\\[2mm]
-\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p_M}{\partial z} = 0 & (2.41)
\end{cases}
$$

Analizînd aceste ultime ecuaţii, rezultă la frontiera exterioară a stratului limită:

$$
(V_x)_\delta = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p_M}{\partial y}\right)_\delta \frac{1}{(\partial V_y/\partial x)_\delta + 2\varrho} \qquad (2.42)
$$

şi

$$
\left(\frac{\partial p_M}{\partial \theta}\right)_\delta = -2\rho R \varrho (V_y)_\delta \sin\theta \qquad (2.43)
$$

Integrînd ecuaţiile stratului limită, pentru o grosime definită δ se obţine în final:

$$
\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_\tau^2\, d\xi = 2\varrho \sin\theta \int_0^\delta \left[(V_y)_\delta - V_y\right] d\xi - \nu\left(\frac{\partial V_\tau}{\partial \xi}\right)_0 \qquad (2.44)
$$

$$\frac{1}{R}\left[(v_y)_\delta \frac{d}{d\theta}\int_0^\delta v_\varepsilon d\xi - \frac{d}{d\theta}\int_0^\delta v_\varepsilon v_y \, d\xi\right] = -2g\sin\theta\int_0^\delta v_\varepsilon d\xi + \nu\left(\frac{\partial v_y}{\partial \xi}\right)_0$$

(2.45)

Pentru rezolvarea ecuaţiilor integrale se impune ca o condiţie suplimentară fluxul în curgerea secundară; din fig.2.4 se remarcă identitatea debitului din nucleu cu cel din stratul limită:

$$\int_1^2 (v_x)_\delta \, dz = \int_0^\delta v_\varepsilon d\xi$$,(continuitate curgerii secundare)

sau, din(2.42): $$\frac{-(\partial p_m/\partial y)\cdot R\sin\theta}{\rho\left[(\partial v_y/\partial x)_\delta + 2g\right]} = \int_0^\delta v_\varepsilon \, d\xi$$

şi atunci: $$\left(\frac{d v_y}{d\theta}\right)_\delta = 2g R\sin\theta + \frac{(\partial p_m/\partial y)R^2\sin^2\theta}{\rho\int_0^\delta v_\varepsilon d\xi} \qquad (2.46)$$

Soluţionarea celor trei ecuaţii se face utilizînd metoda Pohlhausen introducîndu-se viteza tangenţială:

$$v_\varepsilon = \frac{g}{\nu}\delta^2 (v_y)_\delta \sin\theta\cdot G_1(\eta) + \frac{g}{\nu}\Lambda G_2(\eta) \qquad (2.47)$$

unde: $G_1(\eta) = \frac{1}{3}(2\eta - 3\eta^2 + \eta^4)$ $\qquad \eta = \xi/\delta$

$G_2(\eta) = \frac{1}{3}(\eta - 3\eta^3 + 2\eta^4)$ $\qquad \Lambda$ -factor de formă

şi viteza axială: $$v_y = (v_y)_\delta \, G_3(\eta) \qquad (2.48)$$

unde: $G_3(\eta) = a_0' + a_1'\eta + a_2'\eta^2 + a_3'\eta^3 = \frac{1}{2}(3\eta - \eta^3)$

Inlocuind expresiile (2.47),(2.48) în ecuaţiile (2.44),(2.45) şi (2.46), rezolvînd integralele în η şi, pe baza comparării ordinului de mărime ai termenilor ecuaţiilor, introducînd coeficienţii adimensionali: $(v_y)_\delta = (\bar{v}_y)_\delta \cdot (v_y)_{\delta,\theta_0}$, $\theta_0 = 0$

$$\delta = \bar{\delta}\left[\frac{\nu^2 R}{g (v_y)_{\delta,\theta_0}}\right]^{1/4} , \quad \Lambda = \bar{\Lambda}\left[\frac{\nu^2 R (v_y)_{\delta,\theta_0}}{g}\right]^{1/2} \qquad (2.49)$$

ecuaţiile integrale se rescriu:

$$\frac{d}{d\theta}\left(\frac{17}{315}\bar{\delta}^5 (\bar{v}_y)_\delta^2 \sin^2\theta + \frac{101}{1260}\bar{\delta}^3 (\bar{v}_y)_\delta \bar{\Lambda}\sin\theta + \frac{19}{630}\bar{\delta}\bar{\Lambda}^2\right) = \frac{3}{4}\bar{\delta}(\bar{v}_y)_\delta \sin\theta - 3\frac{\bar{\Lambda}}{\bar{\delta}} \qquad (2.50)$$

$$\frac{d}{d\theta}\left[\frac{7}{240}\bar{\delta}^{3}\left(\bar{V}_y\right)_\delta^2 \sin\theta + \frac{17}{840}\bar{\delta}\bar{\Lambda}\left(\bar{V}_y\right)_\delta\right] = \frac{3}{2}\frac{\left(\bar{V}_y\right)_\delta}{\bar{\delta}} - I_1 \sin^2\theta \qquad (2.51)$$

$$\frac{d\left(\bar{V}_y\right)_\delta}{d\theta} = (S)_{\delta,\theta_0}\sin\theta - I_1\sin^2\theta\left[\frac{1}{15}\bar{\delta}^3\left(\bar{V}_y\right)_\delta \sin\theta + \frac{1}{20}\bar{\delta}\bar{\Lambda}\right]^{-1} \qquad (2.52)$$

aceste ecuaţii rezolvîndu-se prin integrare numerică, $(S)_{\delta,\theta_0}$ fiind parametru. S-a ţinut cont că:

$$\frac{\partial p_M}{\partial y} = -\frac{2}{\pi R}\int_0^\pi \tau_y \, d\theta = -\frac{2}{\pi R}\int_0^\pi \mu\left(\frac{\partial V_y}{\partial \xi}\right)_0 d\theta$$

iar $I_1 = \frac{3}{\pi}\int_0^\pi \frac{(\bar{V}_y)_\delta}{\bar{\delta}}\,d\theta$ şi $S = \frac{2R\varrho}{\tilde{V}_y}$ este numărul Strouhal, iar

$(S)_{\delta,\theta_0} = \frac{2R\varrho}{(V_y)_{\delta,\theta_0}}$

2.2.2.2. Coeficientul de pierdere λ_R

Expresia vitezei axiale medii în secţiune este:

$$\tilde{V}_y = \frac{2}{\pi R^2}\int_{-R}^{R}(V_y)_\delta\left(R^2 - x^2\right)^{1/2}dx - \frac{2}{\pi R}\int_0^\pi\int_0^\delta (V_y)_\delta \, d\xi\, d\theta + \frac{2}{\pi R}\int_0^\pi\int_0^\delta V_y \, d\xi\, d\theta \qquad (2.53)$$

sau, în final, utilizînd relaţiile (2.49), . , se obţine:

$$\left(\tilde{V}_y\right)_0 = I_2 - I_3\left(S\,Re^2\right)^{-1/4}\left(\tilde{V}_{y/0}\right)^{1/4} \qquad (2.54)$$

unde:

$$I_2 = \frac{2}{\pi}\int_0^\pi \left(\bar{V}_y\right)_\delta \sin^2\theta \, d\theta \qquad I_3 = \frac{3}{\pi}\,2^{-5/4}\int_0^\pi \left(\bar{V}_y\right)_\delta \cdot \bar{\delta}\, d\theta$$

Iar, din (2.32):

$$\lambda_{rot} = -\frac{4R}{\tilde{V}_y^2}\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p_M}{\partial y}\right) = \frac{4R}{\tilde{V}_y^2}\frac{\nu}{R}\frac{(V_y)_{\delta,\theta_0}}{\left(\frac{\nu^2 R}{2(V_y)_{\delta,\theta_0}}\right)^{1/4}} I_1$$

şi atunci: $\lambda_{rot} = 2^{9/4} I_1 Re^{-1/2} S^{1/4} \tilde{V}_{y/0}^{-5/4}$ (2.55)

Introducînd numărul Strouhal se obţine:

$$(S)_{\delta,\theta_0} = I_2 S - I_3 Re^{-1/2} S^{1/2} (S)_{\delta,\theta_0}^{1/4} \qquad (2.56)$$

iar

$$\lambda_R = \lambda_{rot} = 2^{9/4} I_1 Re^{-1/2} S^{3/2} (S)_{\delta,\theta_0}^{-5/4} \qquad (2.57)$$

unde $I_1 = f\left[(S)_{\delta,\theta_0}\right]$, $I_2 = f\left[(S)_{\delta,\theta_0}\right]$, $I_3 = f\left[(S)_{\delta,\theta_0}\right]$

2.2.3. Rezultate numerice.

Considerînd relaţiile (2.49) şi (2.54) se obţine expresia analitică a distribuţiei vitezei axiale din conducta dreaptă rotitoare:

$$\frac{V_y}{\bar{V}_y} = \frac{1}{\frac{I_2}{(\bar{V}_y)_\delta} - I_3 (S \cdot Re^2)^{-1/4} \left(\frac{V_y}{\bar{V}_y}\right)^{-1/4} (\bar{V}_y)_\delta^{-3/4}} \qquad (2.58)$$

Efectuînd rezolvarea sistemului de ecuaţii şi integrarea numerică pe calculatorul electronic Felix C 256 s-au obţinut în primul rînd variaţiile mărimilor: I_1, I_2, I_3 şi $(\bar{V})_\delta$ Fig.2.5 şi 2.6

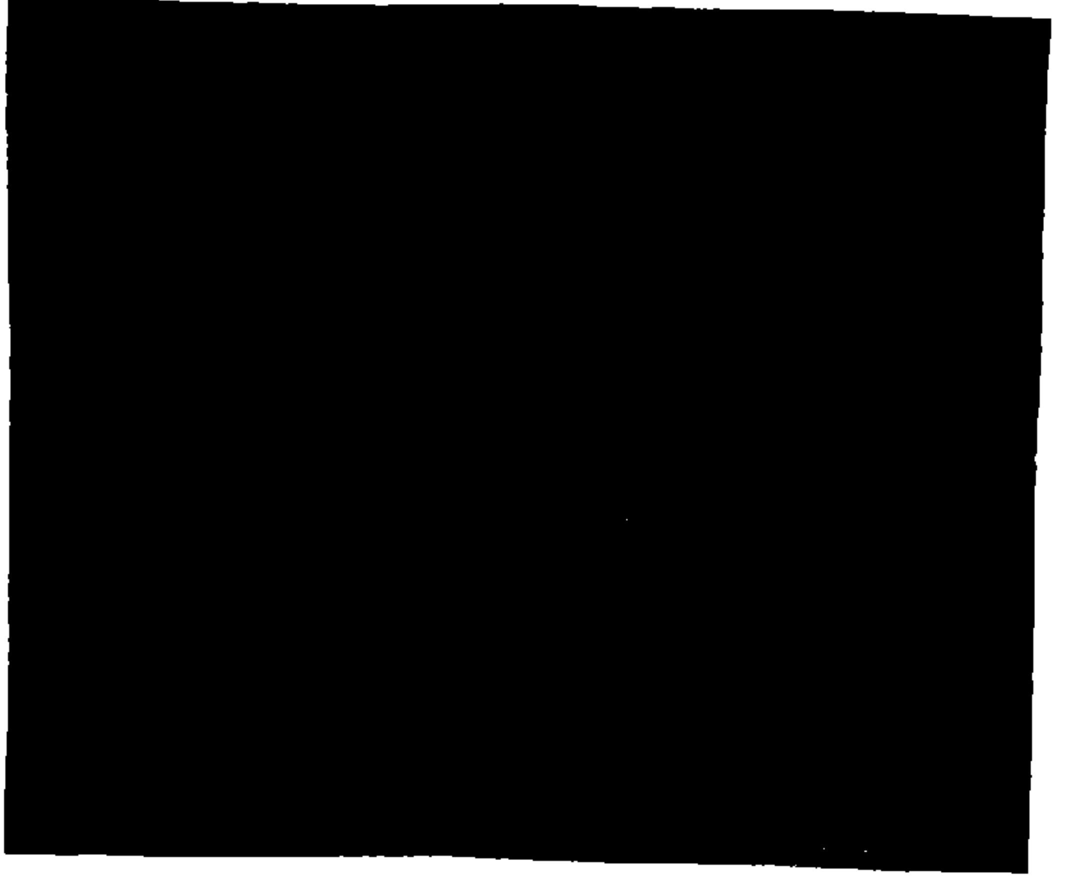


Fig.2.5

Fig.2.6

Pe baza acestor rezultate primare s-au calculat repartițiile de viteză, vezi exemplificativ fig.2.7

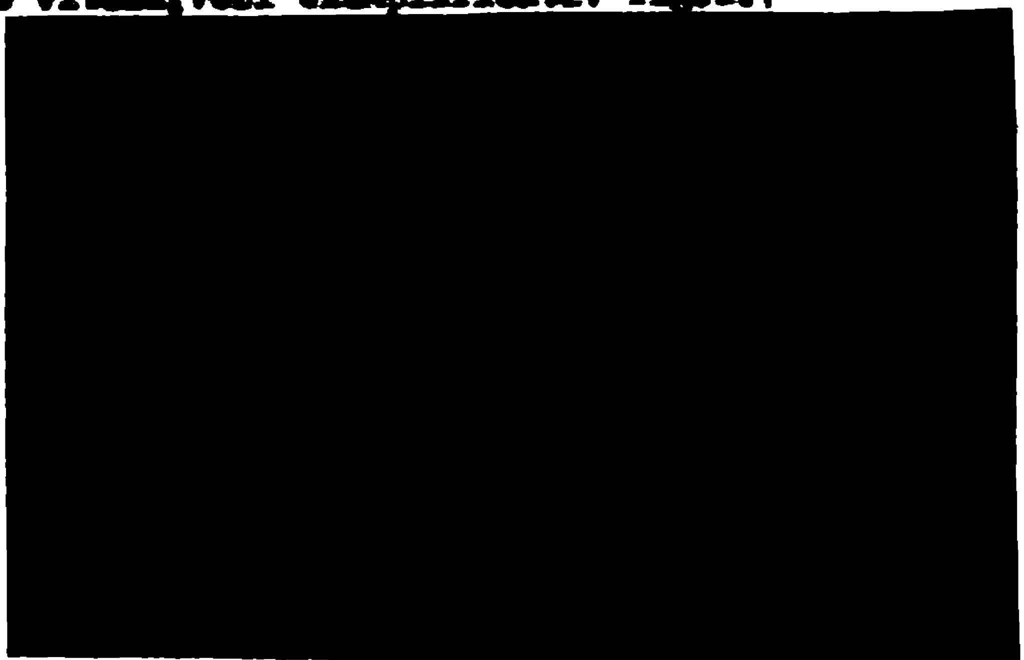


Fig.2.7

Se remarcă imediat că odată cu creşterea rotației, maximul vitezei scade şi se deplasează spre centrul conductei. Pentru a analiza valabilitatea modelului teoretic s-au considerat două cazuri extreme, S foarte mic şi S foarte mare.

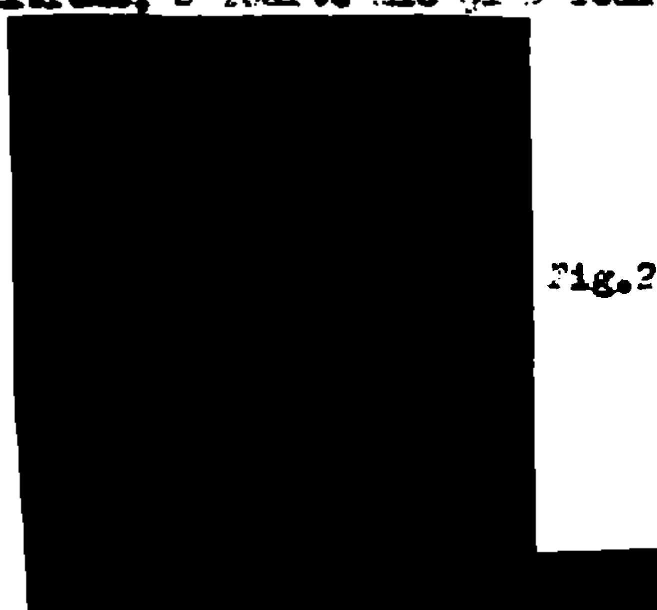


Fig.2.8

In primul caz, comparînd cu experimentul lui Ito /72/ se remarcă o bună congruență (fig.2.8).

In al doilea caz, se observă de asemenea o bună apropiere de datele din /18/, curba teoretică modelînd excelent experimentul. (fig.2.9). Aceste comparații arată că metoda este general valabilă, indiferent de rotație, fapt important, căci în literatură rezultatele teoretice sînt obținute pentru cazuri particulare, fie

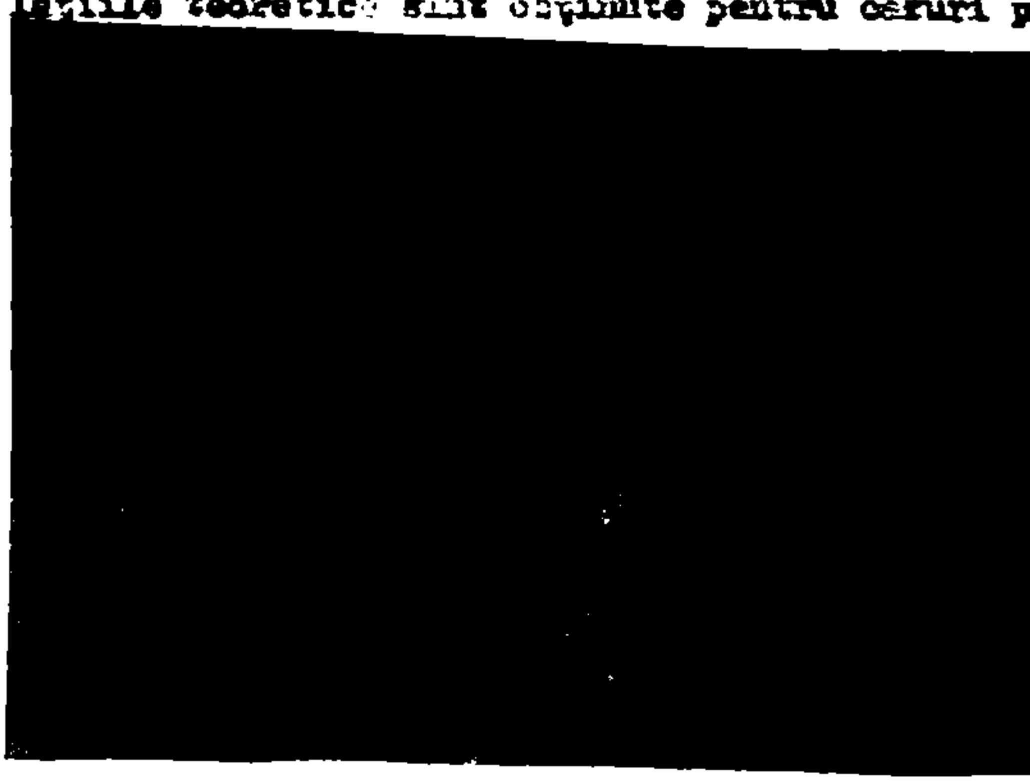
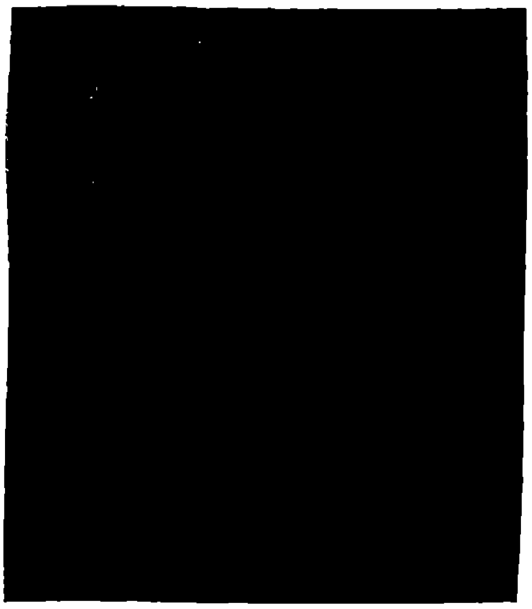


Fig.2.9

rotaţie foarte mică,fie foarte mare,neglijîndu-se astfel anumiţi termeni ai ecuaţiilor de mişcare şi limitîndu-se utilitatea modelului teoretic.Presenta teorie însă obţine extremele prin simplă particularizare,fiind de forma cea mai generală,şi permiţînd o analiză profundă a influenţei rotaţiei asupra curgerii,viteza fiind funcţie de S,spre deosebire de relaţiile existente în literatură;mai mult,se vede că distribuţia de viteze se modifică violent de cum apare rotaţia creşterea acesteia provocînd aplatizarea curbei,datorită scăderii influenţei termenilor inerţiali,infirmîndu-se teoria eronată din /153/ (fig.2.1o arată datele eronate /153/)



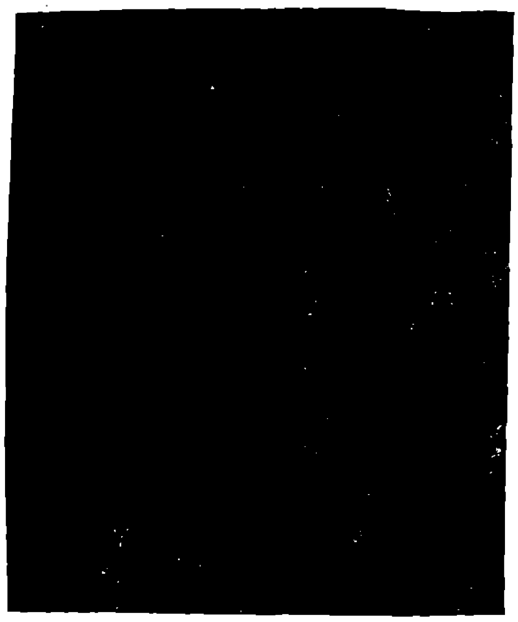


Fig.2.1o

Considerîndu-se relaţia (2,57) s-a calculat coeficientul de pierdere λ_R,fig.2,11.Pentru Re=2oo s-a prezentat comparativ curba teoretică şi punctele experimentale obţinute în /72/.Se observă pentru $S>1,5$ o apropiere mult mai bună a curbei teoretice din presenta lucrare de rezultatele experimentale,faţă de teoria lui Ito,fapt explicabil avînd în vedere că Ito s-a situat în ipoteza rotaţiei foarte mici.

(fig.2.12)

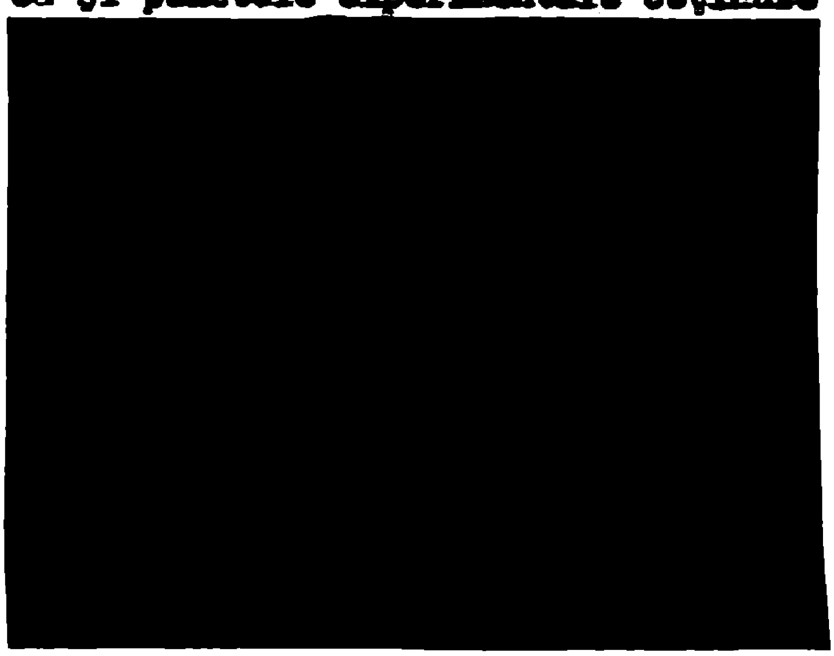


Fig.2.11

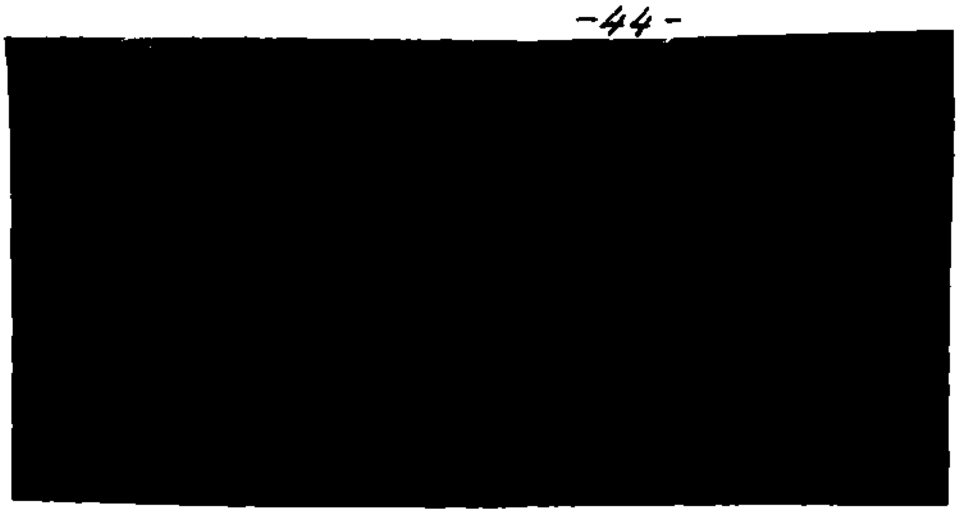


Fig.2.12

Dependenţele grafice de mai sus au fost prelucrate obţinîndu-nîndu-se următoarele relaţii explicite:

$$\lambda_{rot} = 4{,}75683\, I_1 \cdot Re^{-1/2} S^{3/2} (S)^{-5/4}_{\delta,\theta_0} \qquad (2.59)$$

unde: $(S)_{\delta,\theta_0} = A \cdot S \cdot e^{BS}$ pentru $S \leq 1{,}5$ (2.60)

$A = 0{,}58141 - 1{,}2505\,(Re)^{-1/3}$ $B = 0{,}3421 + 0{,}4776\,(Re)^{-1/3}$

şi $(S)_{\delta,\theta_0} = aS^2 - bS + c$ pentru $1{,}5 < S < 6$ (2.61)

$a = 0{,}71163 - 0{,}333\,(Re)^{-1/3}$

$b = 0{,}77 + 5{,}52844\,(Re)^{-1/2}$

$c = 0{,}885 + 5{,}9\,(Re)^{-1/2}$

iar

$$I_1 = 0{,}000164 (S)^3_{\delta,\theta_0} - 0{,}00828 (S)^2_{\delta,\theta_0} + 0{,}4204 (S)_{\delta,\theta_0} + 0{,}511 \qquad (2.62)$$

In cazul extrem când $S > 6$, iar $Re < 250$ se recomandă:

$$(S)_{\delta,\theta_0} = 5{,}4687\, S - 14{,}687 \qquad (2.63)$$

$$I_1 = -0{,}00327 (S)^2_{\delta,\theta_0} + 0{,}37554 (S)_{\delta,\theta_0} + 0{,}67909 \qquad (2.64)$$

Pe baza acestor relaţii s-a calculat λ_R şi s-a reprezentat grafic comparativ cu date experimentale din /14a/, fig.2.13, /72/, fig. 2.14, /34/, fig.2.15. Se remarcă o foarte bună concordanţă, chiar şi în cazul canalului de secţiune dreptunghiulară lară./34/

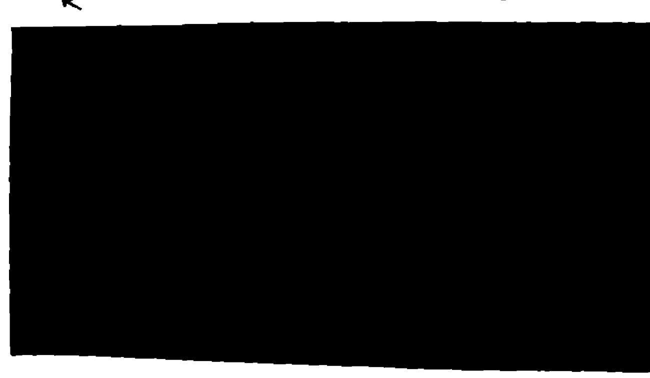


Fig.2.13

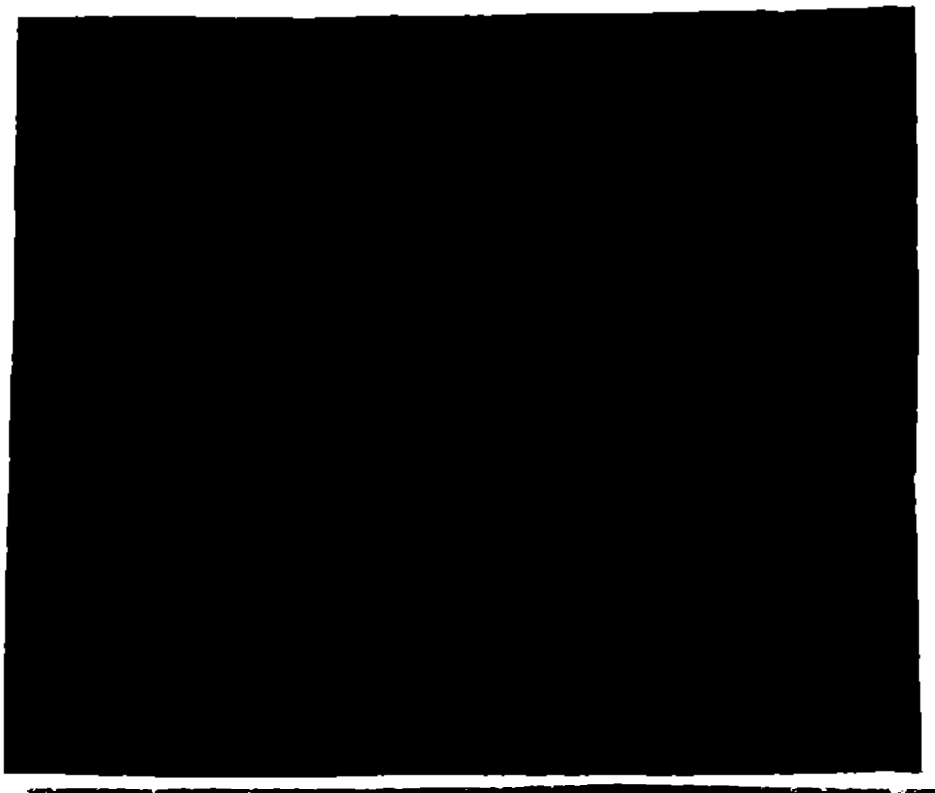


Fig.2.14

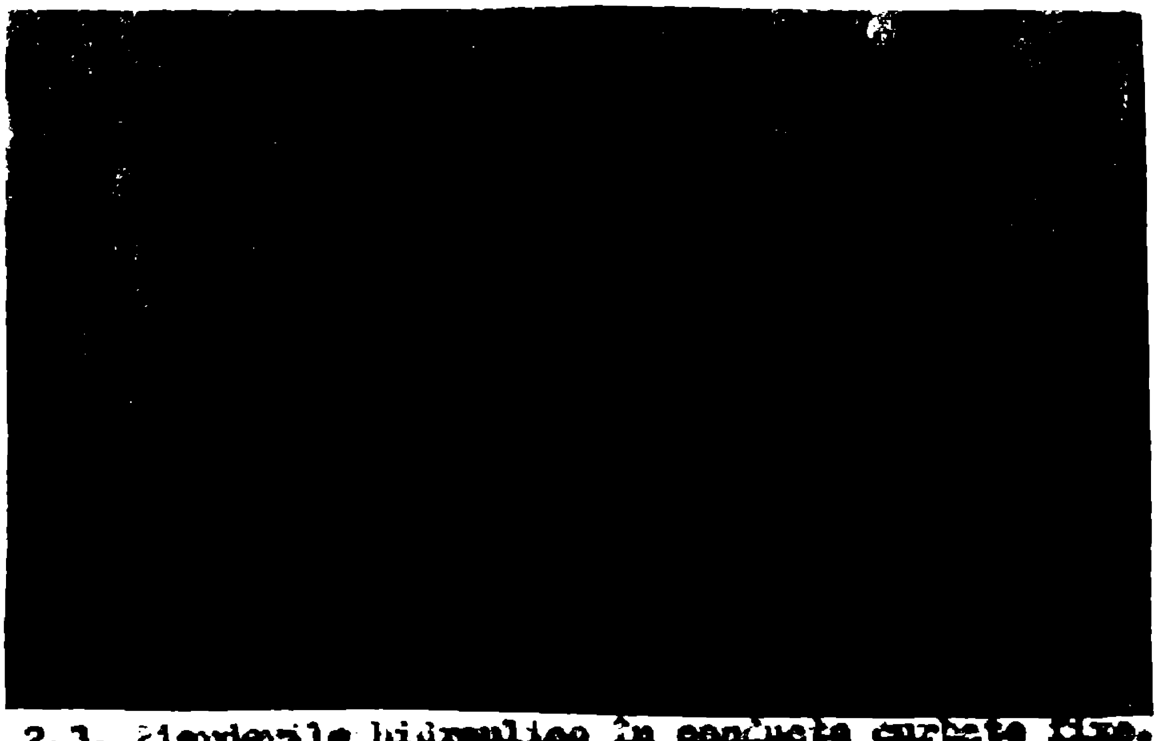


Fig.2.15

2.3. Pierderile hidraulice în conducte curbate fixe.

După cum arată Schlichting /142/ datorită curburii apare o mişcare secundară, provocată de forţele centrifuge şi similară cu mişcarea secundară din conductele rotitoare datorată forţelor Coriolis /34/. Primul care studiază eficient, teoretic şi experimental curgerea în conducte curbate este Adler /1/, datele măsurătorilor punînd în evidenţă efectul curburii, fig. 2.16, 2.17. (maximul vitezei se deplasează ca şi în cazul rotaţiei.)

Fig.2.16

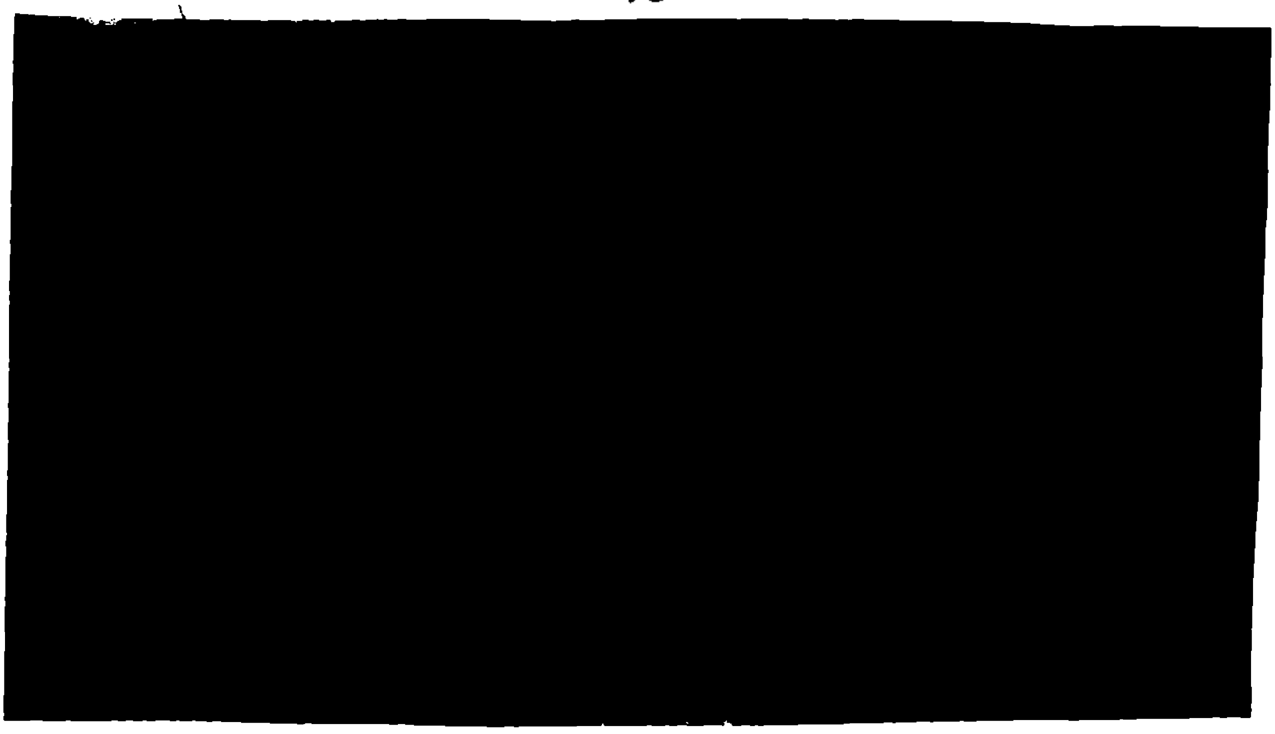


Fig.2.17

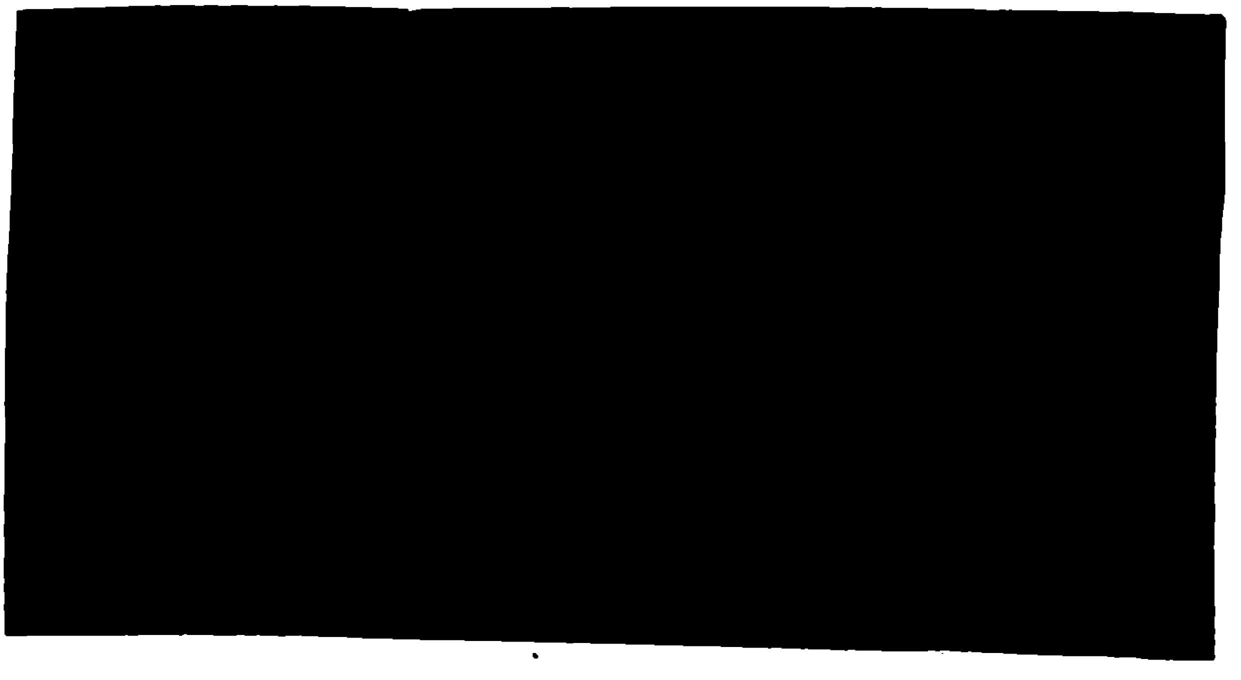


Fig.2.18

2.3.1. Ecuaţiile de mişcare în coordonate cilindrice.

$$\frac{\partial V_n}{\partial \tau}+V_n\frac{\partial V_n}{\partial r}+\frac{V_\tau}{r}\frac{\partial V_n}{\partial \theta}+\frac{R_c}{R_c+r\cos\theta}V_y\frac{\partial V_n}{\partial y}-\frac{V_\tau^2}{r}-\frac{V_y^2\cos\theta}{R_c+r\cos\theta}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}+$$

$$+\nu\left[\frac{\partial^2 V_n}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial V_n}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V_n}{\partial \theta^2}+\frac{R_c^2}{(R_c+r\cos\theta)^2}\frac{\partial^2 V_n}{\partial y^2}-\frac{2}{r^2}\frac{\partial V_\tau}{\partial \theta}+\right.$$

$$+\frac{1}{R_c+r\cos\theta}\left(\frac{\partial V_n}{\partial r}\cos\theta-\frac{\partial V_n}{r\partial\theta}\sin\theta\right)-\frac{V_n}{r^2}-\frac{V_n\cos^2\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}+\frac{V_\tau\sin\theta\cos\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}-$$

$$\left.-\frac{2R_c\cos\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}\frac{\partial V_y}{\partial y}\right] \qquad (2.65)$$

$$\frac{\partial V_\tau}{\partial \tau}+V_n\frac{\partial V_\tau}{\partial r}+\frac{V_\tau}{r}\frac{\partial V_\tau}{\partial \theta}+\frac{R_c}{R_c+r\cos\theta}V_y\frac{\partial V_y}{\partial y}+\frac{V_nV_\tau}{r}+\frac{V_y^2\sin\theta}{R_c+r\cos\theta}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{r\partial\theta}+\nu\left[\frac{\partial^2 V_\tau}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial V_\tau}{\partial r}+\right.$$

$$+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V_\tau}{\partial\theta^2}+\frac{R_c^2}{(R_c+r\cos\theta)^2}\frac{\partial^2 V_\tau}{\partial y^2}+\frac{2}{r^2}\frac{\partial V_n}{\partial\theta}-\frac{V_\tau}{r^2}+\frac{1}{R_c+r\cos\theta}\left(\frac{\partial V_\tau}{\partial r}\cos\theta-\frac{\partial V_\tau}{r\partial\theta}\sin\theta\right)+$$

$$\left.+\frac{V_n\sin\theta\cos\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}-\frac{V_\tau\sin^2\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}+\frac{2R_c\sin\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}\frac{\partial V_y}{\partial y}\right] \qquad (2.66)$$

$$\frac{\partial V_y}{\partial \tau}+V_n\frac{\partial V_y}{\partial r}+\frac{V_\tau}{r}\frac{\partial V_y}{\partial\theta}+\frac{R_c}{R_c+r\cos\theta}V_y\frac{\partial V_y}{\partial y}+\frac{V_y}{R_c+r\cos\theta}(V_n\cos\theta-V_\tau\sin\theta)=$$

$$=-\frac{R_c}{R_c+r\cos\theta}\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+\nu\left[\frac{\partial^2 V_y}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial V_y}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V_y}{\partial\theta^2}+\frac{R_c^2}{(R_c+r\cos\theta)^2}\frac{\partial^2 V_y}{\partial y}+\frac{1}{R_c+r\cos\theta}\left(\frac{\partial V_y}{\partial r}\cos\theta-\frac{\partial V_y}{r\partial\theta}\sin\theta\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{2R_c\cos\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}\frac{\partial V_n}{\partial y}-\frac{2R_c\sin\theta}{(R_c+r\cos\theta)^2}\frac{\partial V_\tau}{\partial y}-\frac{V_y}{(R_c+r\cos\theta)^2}\right] \qquad (2.67)$$

2.3.2. Ecuaţiile stratului limit

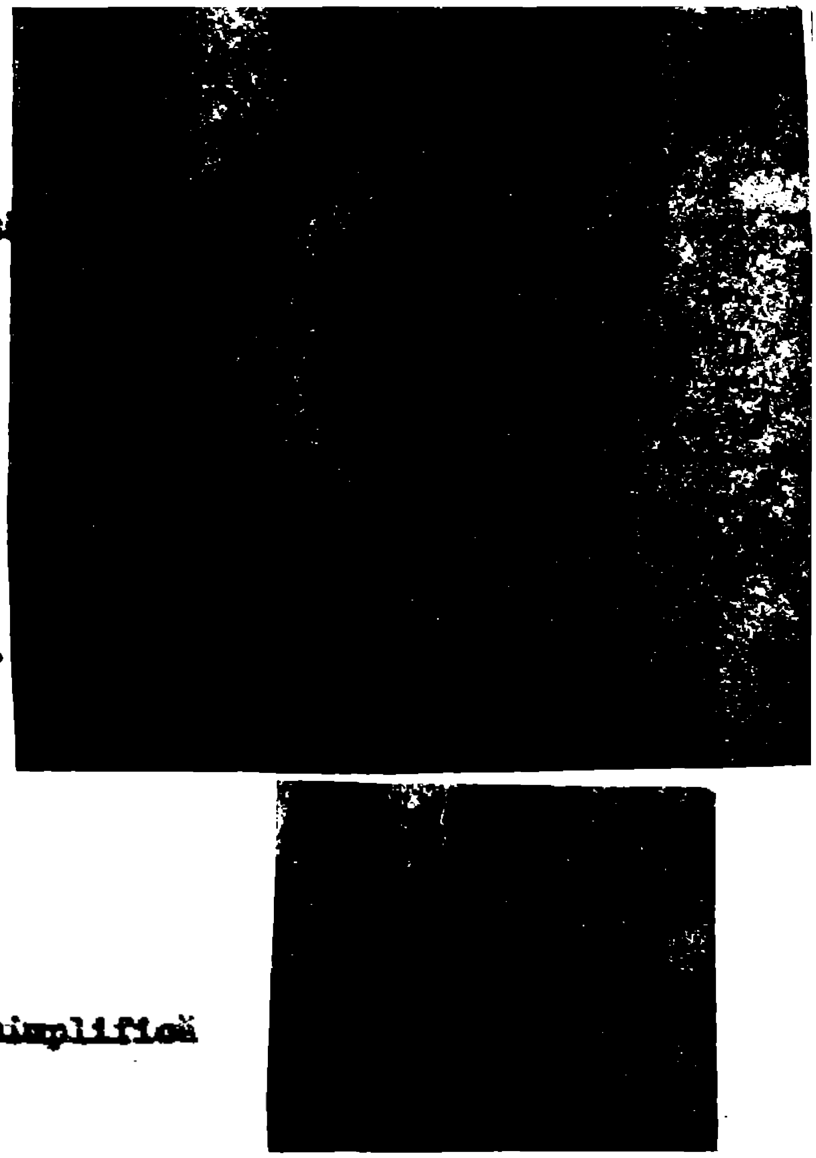


Fig.2.19

Ipoteze de calcul: a)mişcare permanentă; b) fluid incompresibil; c)curgere deplin dezvoltată; d)regim laminar; e)continuitatea mişcării secundare; f)curgerea se divide formal în două zone: stratul limită, unde se concentrează forţele vâscoase şi un nucleu potenţial; g)curbura conductei este constantă.

Pe baza analizei ordinului de mărime al termenilor ecuaţiilor de mişcare, acestea se simplifică simplifică, obţinându-se în stratul limită:

$$\frac{1}{\rho}\cdot\frac{\partial p}{\partial r}=0$$

$$V_n\frac{\partial V_z}{\partial r}+\frac{V_z}{R}\frac{\partial V_z}{\partial \theta}+\frac{V_y^2\sin\theta}{R_c}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{R\partial\theta}+\nu\frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(V_nV_y)+\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial\theta}(V_zV_y)-\frac{2V_yV_z\sin\theta}{R_c}=\nu\frac{\partial^2V_y}{\partial r^2} \qquad (2.68)$$

În afara stratului limită, ecuaţiile se scriu:

$$-\frac{V_y^2}{R_c}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$V_x\frac{\partial V_y}{\partial x}+\frac{V_xV_y}{R_c}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} \qquad (2.69)$$

$$0=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}$$

de unde:

$$(V_x)_\delta=-\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}\right)_\delta\frac{1}{\left(\frac{\partial V_y}{\partial x}\right)_\delta+\frac{(V_y)_\delta}{R_c}} \qquad (2.70)$$

şi

$$\left(\frac{\partial p}{\partial\theta}\right)_\delta=-\rho\frac{R}{R_c}(V_y^2)_\delta\sin\theta \qquad (2.71)$$

Integrînd ecuaţiile de mişcare din stratul limită pe o grosime constantă δ se obţine:

$$-\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_\zeta^2\, d\xi + \frac{\sin\theta}{R_c}\int_0^\delta \left[V_\zeta^2 + (V_\zeta)_\delta^2 - V_y^2\right] d\xi = \nu\left(\frac{\partial V_\zeta}{\partial \xi}\right)_0 \tag{2.72}$$

$$-\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_\zeta V_y\, d\xi + (V_y)_\delta \frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_\zeta\, d\xi - (V_y)_\delta \frac{\sin\theta}{R_c}\int_0^\delta V_\zeta\, d\xi + \frac{2\sin\theta}{R_c}\int_0^\delta V_\zeta V_y\, d\xi = \nu\left(\frac{\partial V_y}{\partial \xi}\right)_0 \tag{2.73}$$

$$\left(\frac{dV_y}{d\theta}\right)_\delta = \frac{(V_y)_\delta}{R_c} R\sin\theta + \frac{(\partial p/\partial y)\, R^2 \sin^2\theta}{\rho \int_0^\delta V_\zeta\, d\xi} \tag{2.74}$$

ultima ecuaţie obţinîndu-se din continuitatea mişcării secundare. Soluţionarea ecuaţiilor integrale se face utilizînd metoda Pohlhausen /16/.

Viteza tangenţială are expresia:

$$V_\zeta = \frac{\delta^2}{\nu R_c}(V_y)_\delta^2 \sin\theta\, G_1(\eta) + \frac{\Delta}{\nu R_c} G_2(\eta) \tag{2.75}$$

unde:

$$G_1 = \frac{1}{6}(2\eta - 3\eta^2 + \eta^4). \qquad G_2(\eta) = \frac{1}{6}(\eta - 3\eta^3 + 2\eta^4)$$

Viteza axială (folosind ca şi pentru V_ζ condiţiile la limită) este:

$$V_y = (V_y)_\delta \cdot G_3(\eta) \tag{2.76}$$

unde:

$$G_3(\eta) = 2\eta - 2\eta^3 + \eta^4$$

Condiţiile la limită, identice cu cele de la conducta rotitoare sînt:

$$\begin{aligned} \xi &= 0 \quad \Rightarrow \quad V_y = 0 \\ \xi &= \delta \quad \Rightarrow \quad V_y = (V_y)_\delta \; ; \; (\partial V_y/\partial \xi) = 0 \end{aligned} \tag{2.77}$$

$$\begin{aligned} \xi &= 0 \quad \Rightarrow \quad V_\zeta = 0 \\ \xi &= \delta \quad \Rightarrow \quad V_\zeta = 0 \; ; \; (\partial V_\zeta/\partial \xi) = 0 \end{aligned} \tag{2.78}$$

Utilizînd coeficienţii adimensionali: $(V_y)_\delta = (\bar{V}_y)_\delta\, (V_y)_{\delta,\theta_0}$

$$\begin{aligned} \delta &= \bar{\delta}\left(\frac{\nu^2 R R_c}{(V_y)^2_{\delta,\theta_0}}\right)^{1/4} \\ \Delta &= \bar{\Delta}\,\nu R^{1/2} R_c^{1/2} (V_y)_{\delta,\theta_0} \end{aligned} \tag{2.79}$$

şi notînd parametrul de curbură, $P_c = R/R_c$, ecuaţiile devin:

$$\begin{aligned} &-\frac{d}{d\theta}\left[\frac{17}{315}\bar{\delta}^5(\bar{V}_y)_\delta^4 \sin^2\theta + \frac{101}{1260}\bar{\delta}^3\bar{\Delta}(\bar{V}_y)_\delta^2 \sin\theta + \frac{19}{630}\bar{\delta}\bar{\Delta}^2\right] + \\ &+ P_c \sin\theta\left[\frac{17}{315}\bar{\delta}^5(\bar{V}_y)_\delta^4 \sin^2\theta + \frac{101}{1260}\bar{\delta}^3\bar{\Delta}(\bar{V}_y)_\delta^2 \sin\theta + \frac{19}{630}\bar{\delta}\bar{\Delta}^2\right] = \\ &= 6\left[\frac{\bar{\Delta}}{\bar{\delta}} - \frac{53}{105}\bar{\delta}(\bar{V}_y)_\delta^2 \sin\theta\right] \end{aligned} \tag{2.80}$$

$$-\frac{d}{d\theta}\left[\frac{167}{126}\bar{\delta}^3(\bar{V}_y)_\delta \sin\theta + \frac{263}{252}\bar{\delta}(\bar{V}_y)_\delta \bar{\Delta}\right] +$$

$$+(\bar{V}_y)_\delta \frac{d}{d\theta}\left[2\bar{\delta}^3(\bar{V}_y)_\delta^2 \sin\theta + \frac{3}{2}\bar{\delta}\bar{\Delta}\right] - \qquad (2.81)$$

$$-(\bar{V}_y)_\delta \sin\theta \cdot P_c\left[2\bar{\delta}^3(\bar{V}_y)_\delta^2 \sin\theta + \frac{3}{2}\bar{\delta}\bar{\Delta}\right] + \sin\theta P_c\left[\frac{167}{63}\bar{\delta}^3(\bar{V}_y)_\delta^3 \sin\theta + \right.$$

$$\left. + \frac{263}{126}\bar{\delta}(\bar{V}_y)_\delta \bar{\Delta}\right] = 120\frac{(\bar{V}_y)_\delta}{\bar{\delta}}$$

$$\frac{d(\bar{V}_y)_\delta}{d\theta} = (\bar{V}_y)_\delta \sin\theta \cdot P_c - \frac{I_1 \sin^2\theta}{\left[\frac{1}{30}\bar{\delta}^3(\bar{V}_y)_\delta^2 \sin\theta + \frac{1}{40}\bar{\delta}\bar{\Delta}\right]} \qquad (2.82)$$

unde $I_1 = \frac{4}{\pi}\int_0^\pi \frac{(\bar{V}_y)_\delta}{\bar{\delta}} d\theta$

2.3.3.Coeficientul de pierdere λ_c

Introducînd expresia pentru viteza axială medie (2.53) rezultă în final:

$$\tilde{V}_{y/o} = I_2 - I_3 D^{-1/2} \tilde{V}_{y/o}^{1/2} \qquad (2.83)$$

unde $\tilde{V}_{y/o} = \tilde{V}_y/(V_y)_{\delta,\theta_o}$

$$I_2 = \frac{2}{\pi}\int_0^\pi (\bar{V}_y)_\delta \sin^2\theta \, d\theta \quad , \quad I_3 = \frac{3\cdot 2^{1/2}}{5\cdot\pi}\int_0^\pi (\bar{V}_y)_\delta \bar{\delta} \, d\theta$$

iar

$D = R_e (P_c)^{1/2}$ este numărul Dean

Similar cu /14 şi /69/ :

$$\lambda_c = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}\frac{4R}{\tilde{V}_y^2} \qquad (2.84)$$

sau, utilizînd coeficienţii adimensionali:

$$\lambda_c = 2^{5/2} I_1 D^{-1/2} (P_c)^{1/2} \tilde{V}_{y/o}^{-3/2} \qquad (2.85)$$

2.3.4.Rezultate numerice.

Considerînd relaţiile (2.79) şi(2.83) se obţine expresia analitică a vitezei axiale:

$$\frac{V_y}{\tilde{V}_y} = (\bar{V}_y)_\delta \left[\frac{1}{2}\left(-I_3 D^{-1/2} + \sqrt{I_3^2 D^{-1} + 4I_2}\right)\right]^{-2} \qquad (2.86)$$

Rezolvînd sistemul de ecuaţii (2.80),(2.81),(2.82) şi integrînd numeric pentru valori parametrice ale lui P_c se determină variţia mărimilor I_1, I_2, I_3 fig.2.20

Fig.2.2o

S-au determinat apoi distribuțiile de viteză, din (2.86) fig.2.21 și 2.22. Se observă că viteza depinde de cele două criterii de similitudine hotărîtoare aici, Re și P_c. Pentru Re=ct. se remarcă ca și în cazul conductei rotitoare, că odată cu apariția curburii, deci P_c foarte mic, alura vitezei se modifică brutal, forțele centrifuge determinînd deplasarea maximului vitezei pe peretele interior concav; cu creșterea curburii viteza tinde să se aplatizeze. In fig.2.22 se compară cu date experimentale, remarcîndu-se o bună concordanță.

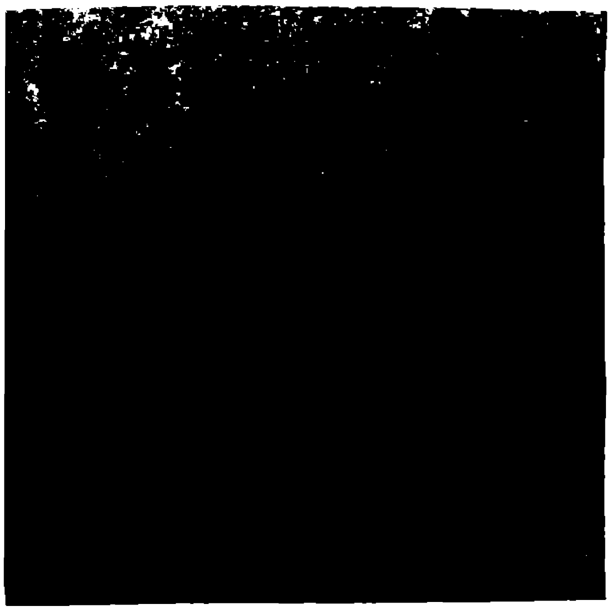


Fig.2.21

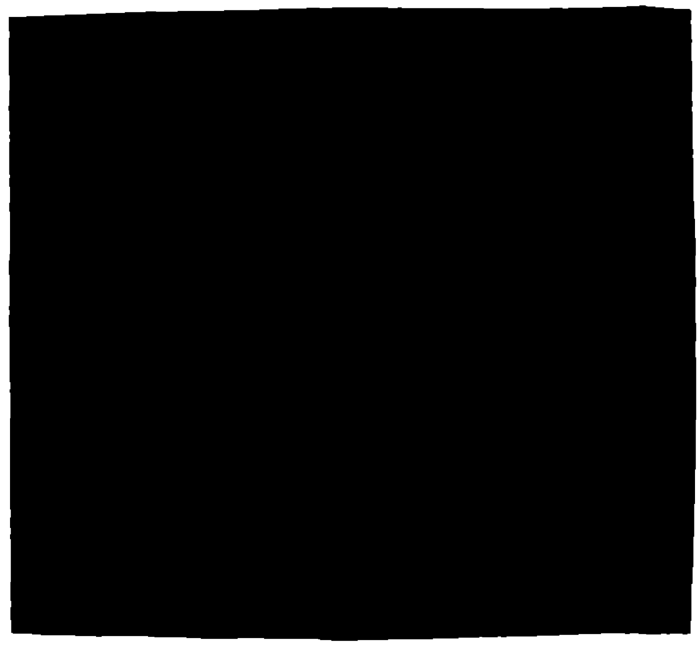


Fig.2.22

Relația (2.85) se rescrie pentru facilitarea calculului:

$$\lambda_c = 2^{11/2} I_1 D^{-1/2} P_c^{1/2} \left(\sqrt{I_3^2 D^{-1} + 4 I_2} - I_3 D^{-1/2} \right)^{-3} \qquad (2.87)$$

unde:

$$I_1 = 0{,}3844\, P_c^2 + 0{,}3174\, P_c + 0{,}5211$$

$$I_2 = 0{,}0511\, P_c^2 + 0{,}6741\, P_c + 0{,}56117$$

$$I_3 = -0{,}7888\, P_c^2 + 3{,}7561\, P_c + 2{,}054$$

Așa cum arată Lobner /34/ spectrul hidrodinamic al curgerii în conducte curbate poate fi comparat cu cel al curgerii în conducte rotitoare, pentru cazul cînd există identitatea $S \equiv P_c$ valorică. In fig.2.23 se prezintă comparativ coeficientul de pierdere

Fig.2.23

calculat pentru conducta curbată cu relația (2.57) şi pentru conducta rotitoare cu relația (2.59), remarcîndu-se o foarte bună apropiere a valorilor, ceea ce confirmă justețea relațiilor obținute.
Se vede clar că pierderile hidraulice cresc odată cu creşterea rotației sau a curburii, foarte violent în domeniul valorilor mici pentru S şi P, urmînd apoi o tendință de aplatizare.

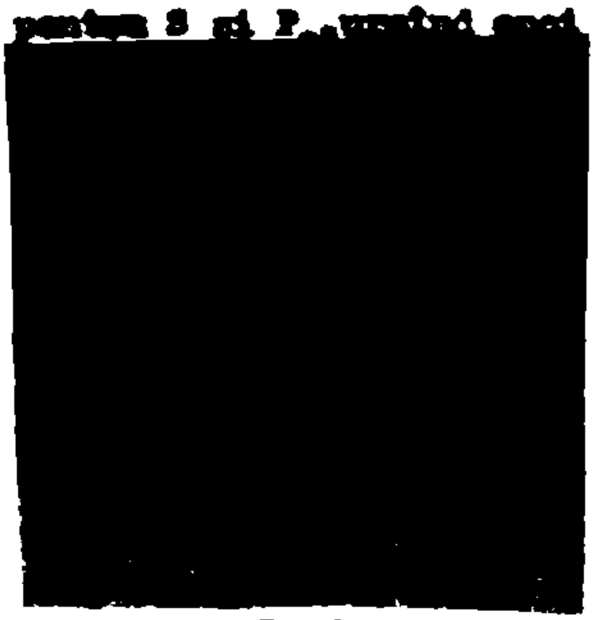


Fig. 2.24

In fig.2.24 şi 2.25 se prezintă λ_c în comparație cu date teoretice (tributare ipotezei R_e foarte mare), diferențele datorîndu-se ipotezei simplificatorii folosite în literatură.
Comparînd cu experimentul se remarcă o bună congruență, ce validează prezenta metodă (fig.2.26, 2.27, 2.28, 2.29, 2.30, 2.31, 2.32)

Din diagramele prezentate se poate concluziona că metoda elaborată este general valabilă, indiferent de valoarea curburii, spre deosebire de metodele existente în literatură.

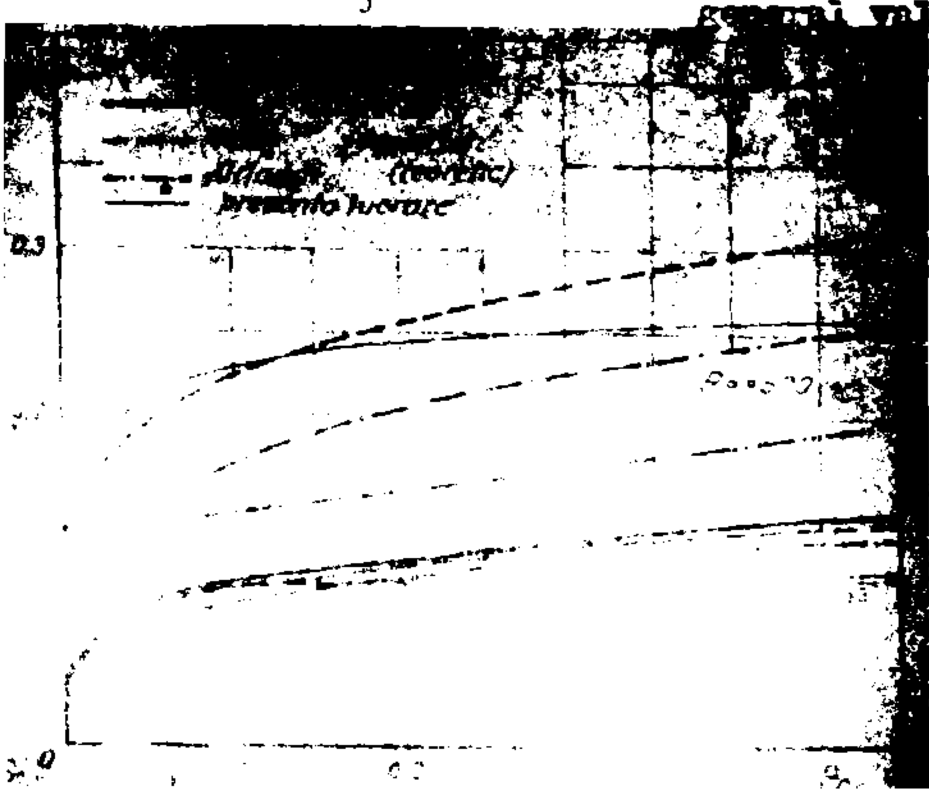


Fig.2.25

Fig. 2.26

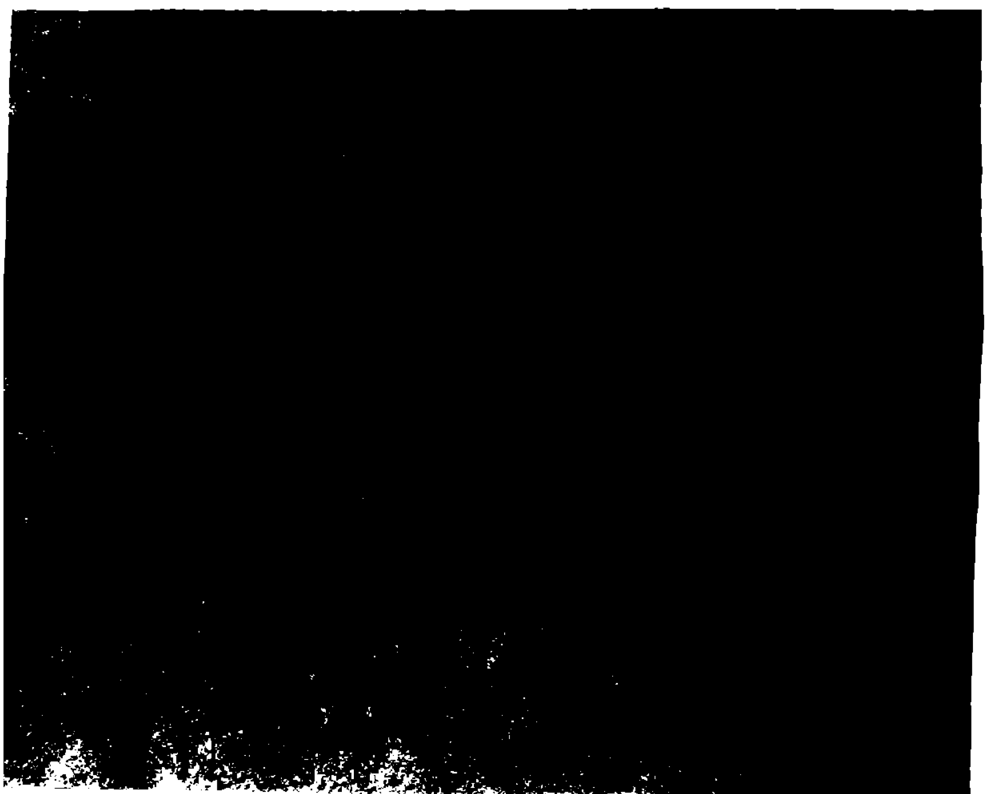


Fig. 2.27

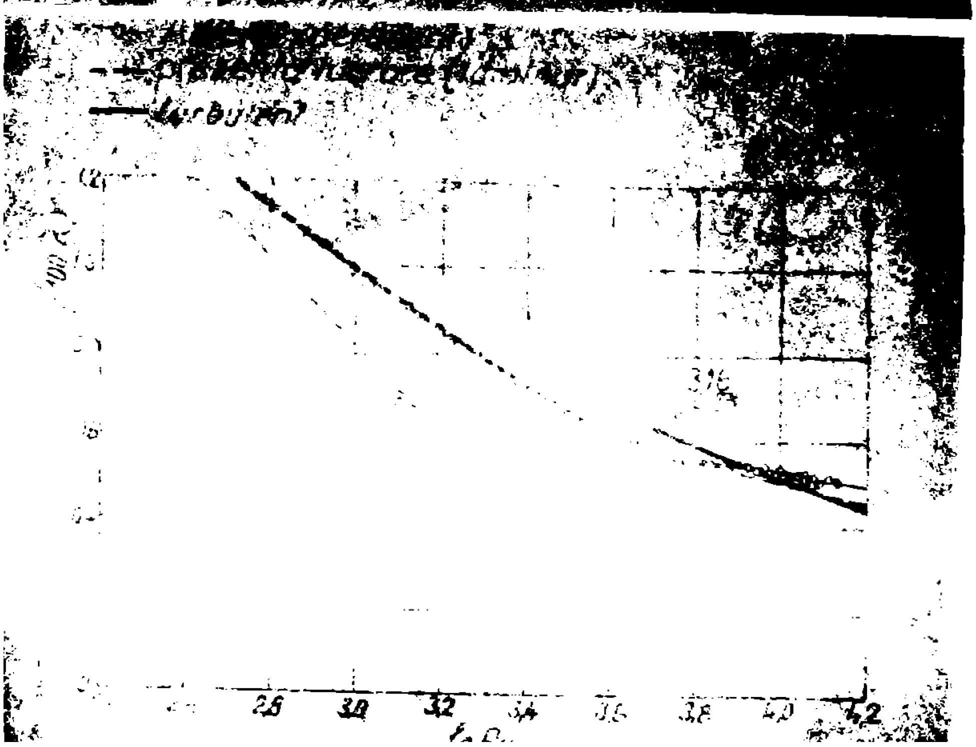


Fig. 2.28

Fig.2.29

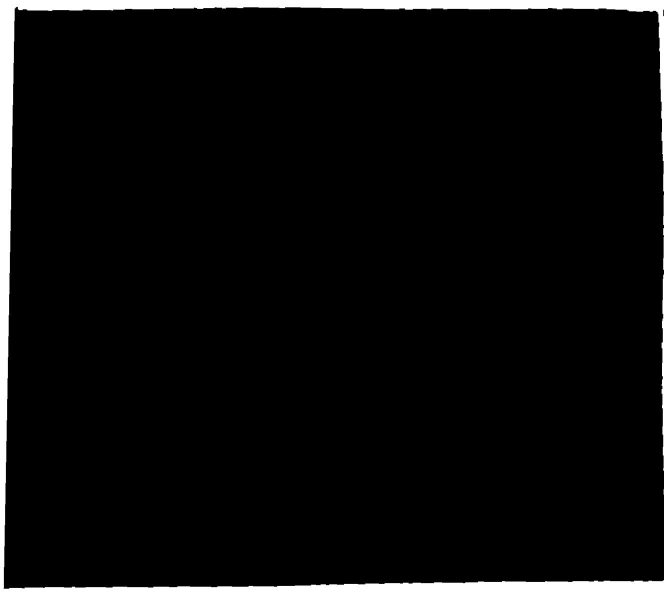


Fig. 2.30

Fig. 2.31

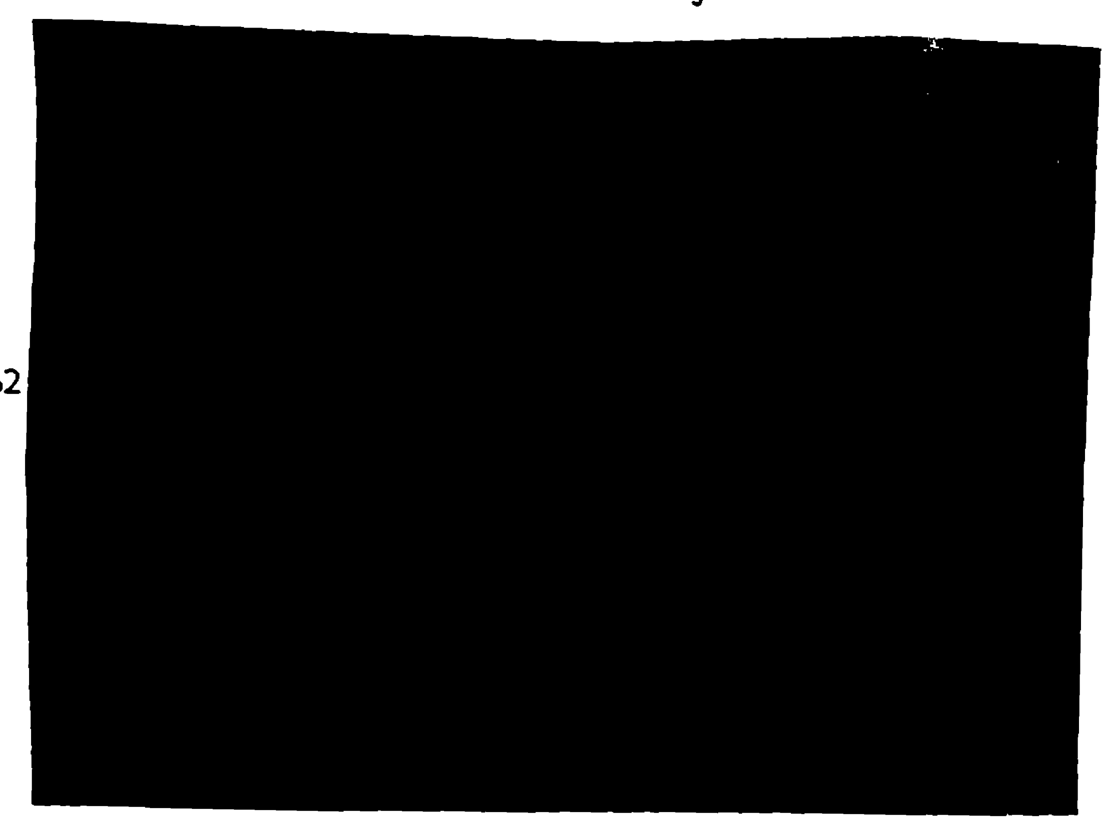


Fig.2.32

2.4. Pierderile hidraulice în conducte curbate rotitoare.

2.4.1. Curgerea în conducta rotitoare curbată.

Ținînd seama de analogia posibilă cu canalele interpaletare din turbomaşini, se impune luarea în considerare atît a rotației cît şi a curburii, înglobînd totul într-o metodă unitară, bazată pe rezultatele bune obținute mai sus. Spectrul hidrodinamic al curgerii în conducte rotitoare curbate este extrem de complex; dacă conducta se roteşte înainte, cu partea convexă, aşa cum se întîmplă deobicei la pompe, curenții secundari datorați rotației, respectiv curburii, sînt de sens contrar, acțiunea forțelor Coriolis opunîndu-se acțiunii forțelor centrifuge, apărînd o rezultantă ce depinde de S şi de P_c. Hoffmeister /57/ stabileşte un criteriu de apreciere a mişcării secundare rezultante, de felul următor: dacă $1 < 2\varrho R_c/\tilde{v}_y < 2$, mişcarea secundară rezultantă este minimă; dacă $2\varrho R_c/\tilde{v}_y > 2$, predomină influența rotației, curgerea secundară avînd sensul conform cazului 2.2.; dacă $2\varrho R_c/\tilde{v}_y < 1$, predomină influența curburii şi mişcarea rezultantă are sensul conform cazului 2.3. Ito şi Motai /71/ utilizînd metoda aproximațiilor succesive, calculează "fascinanta comportare a curentului", în fig. 2.33 prezentîndu-se mişcarea secundară (jumătatea superioară) şi distribuția vîrtejurilor (jum. inferioară) pentru rotație pozitivă (direcția curgerii secundare aceeaşi cu cea datorată curburii); în fig. 2.34 rotația este negativă, dar mică, față de efectul curburii; în fig. 2.35, forțele Coriolis sînt comparabile cu cele centrifuge, $S = P_c$, remarcîndu-se două mişcări secundare adiacente, de sens contrar, aceasta însemnînd că pierderile nu se anihilează, ci rămîn importante; în fig. 2.36 şi 2.37 forțele Coriolis sînt dominante.

Fig. 2.33

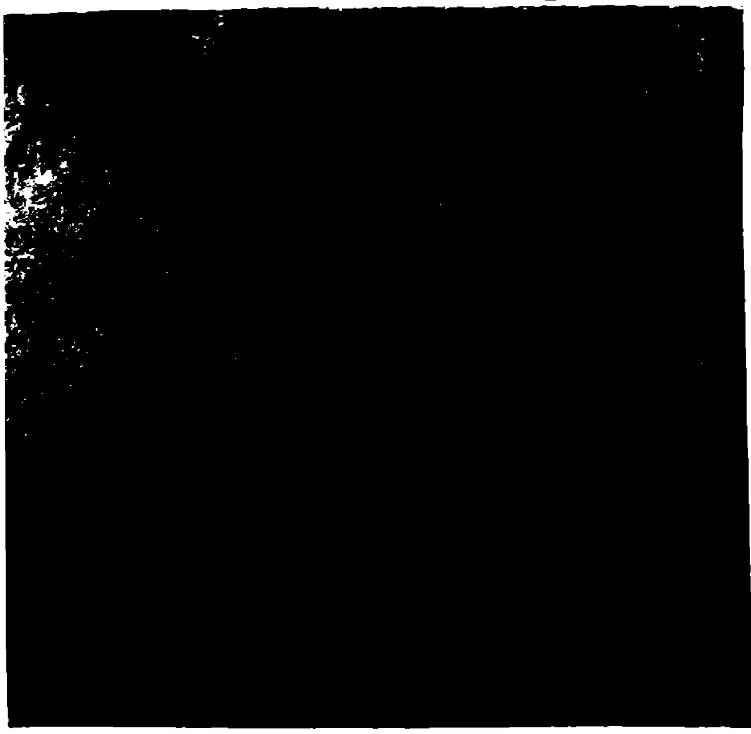


Fig.2.34

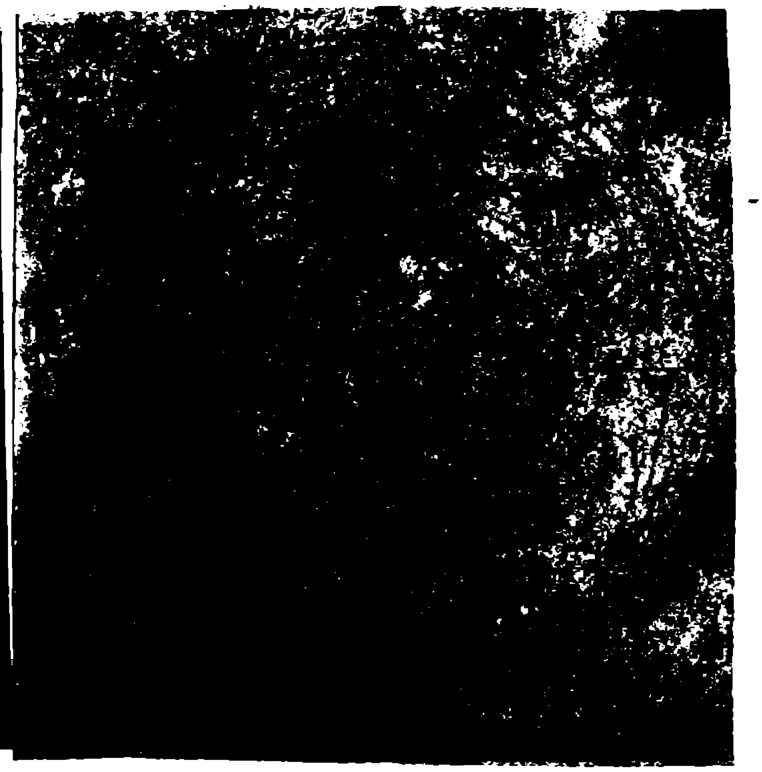


Fig.2.35

Fig.2.36

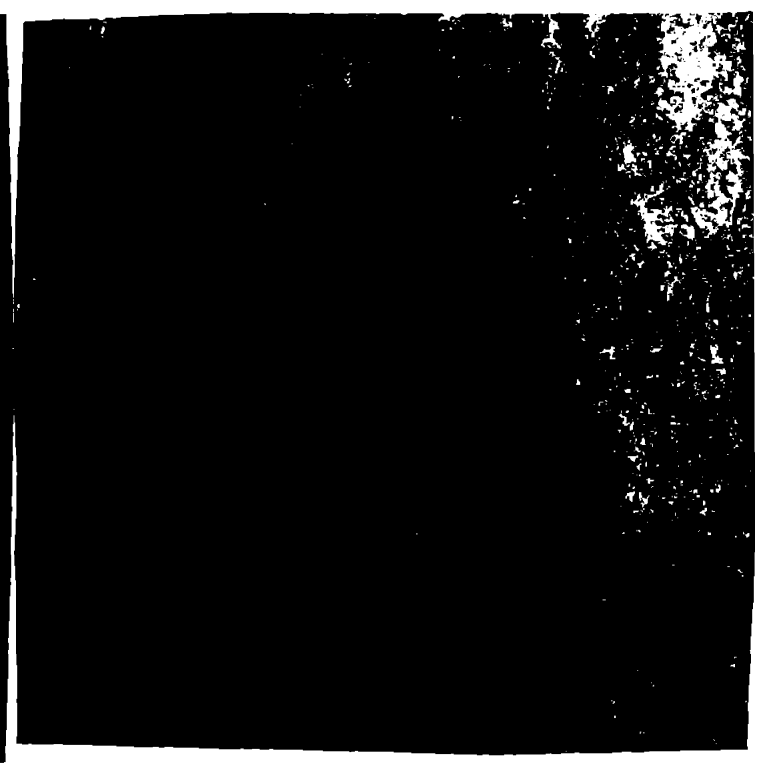


Fig.2.37

2.4.2.Ecuaţiile de mişcare în coordonatele cilindrice.

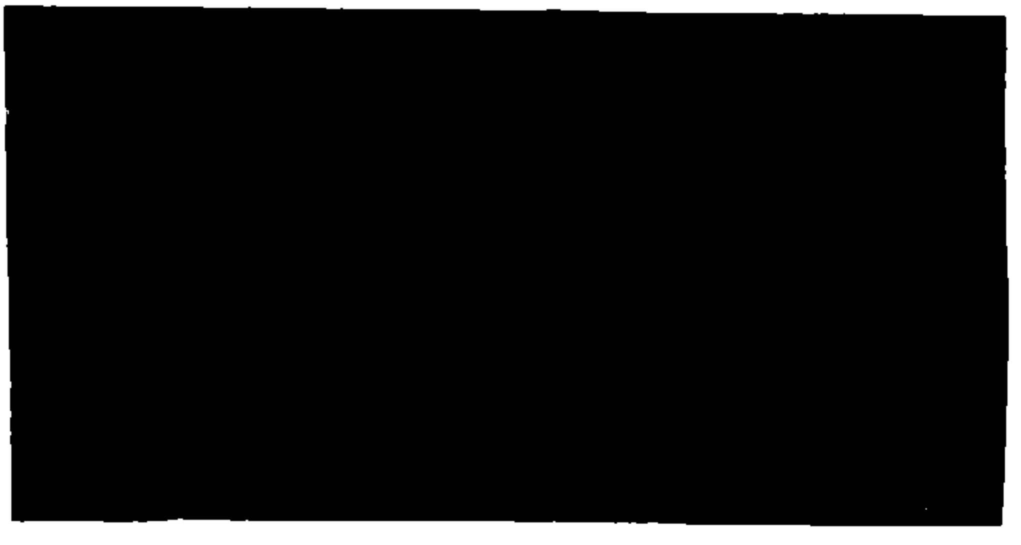


Fig.2.38

$$\frac{\partial V_n}{\partial \tau} + V_n \frac{\partial V_n}{\partial r} + \frac{V_\tau}{r}\frac{\partial V_n}{\partial \theta} + V_y \frac{\partial V_n}{\partial y} - \frac{V_\tau^2}{r} + \frac{V_y^2 \cos\theta}{R_c} - 2q V_y \cos\theta =$$
$$= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial r} + \nu\left[\frac{\partial^2 V_n}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial V_n}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V_n}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 V_n}{\partial y^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial V_\tau}{\partial \theta} - \frac{V_n}{r^2} - \right. \quad (2.88)$$
$$\left. - \frac{1}{R_c}\left(\frac{\partial V_n}{\partial r}\cos\theta - \frac{\partial V_n}{r\partial \theta}\sin\theta\right) - \frac{V_n \cos^2\theta}{R_c^2} + \frac{V_\tau \sin\theta\cos\theta}{R_c^2} + \frac{2\cos\theta}{R_c}\frac{\partial V_y}{\partial y}\right]$$

$$\frac{\partial V_\tau}{\partial \tau} + V_n \frac{\partial V_\tau}{\partial r} + \frac{V_\tau}{r}\frac{\partial V_\tau}{\partial \theta} + V_y \frac{\partial V_\tau}{\partial y} + \frac{V_n V_\tau}{r} - \frac{V_y^2 \sin\theta}{R_c} + 2q V_y \sin\theta =$$
$$= -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{r\partial \theta} + \nu\left[\frac{\partial^2 V_\tau}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial V_\tau}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 V_\tau}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 V_\tau}{\partial y^2} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial V_n}{\partial \theta} \right. \quad (2.89)$$
$$- \frac{V_\tau}{r^2} - \frac{1}{R_c}\left(\frac{\partial V_\tau}{\partial r}\cos\theta - \frac{\partial V_\tau}{r\partial\theta}\sin\theta\right) + \frac{V_n \sin\theta\cos\theta}{R_c^2} - \frac{V_\tau \sin^2\theta}{R_c^2} -$$
$$\left. - \frac{2}{R_c}\sin\theta\,\frac{\partial V_y}{y}\right]$$

$$\frac{\partial V_\tau}{\partial \tau} + V_n \frac{\partial V_y}{\partial r} + \frac{V_\tau}{r}\frac{\partial V_y}{\partial \theta} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{V_y}{R_c}\left(V_n\cos\theta - V_\tau \sin\theta\right) + \quad (2.90)$$
$$+ 2q\left(V_n\cos\theta - V_\tau\sin\theta\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial y} + \nu\left[\frac{\partial^2 V_y}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial V_y}{\partial r} + \frac{\partial^2 V_y}{r^2\partial\theta^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} - \frac{1}{R_c}\left(\frac{\partial V_y}{\partial r}\cos\theta - \frac{\partial V_y}{r\partial\theta}\sin\theta\right) - \frac{2\cos\theta}{R_c}\frac{\partial V_n}{\partial y} + \frac{2\sin\theta}{R_c}\frac{\partial V_\tau}{\partial y} - \frac{V_y}{R_c^2}\right]$$

iar ecuaţia de continuitate este:

$$\frac{\partial V_n}{\partial r} + \frac{V_n}{r} + \frac{\partial V_\tau}{r\partial\theta} + \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{1}{R_c}\left(V_n\cos\theta - V_\tau\sin\theta\right) = 0 \qquad (2.91)$$

Prin particularizare ($q=0$ sau $R_c = \infty$) se pot obţine ecuaţiile de mişcare pentru cazul conductei drepte rotitoare sau conductei fixe curbate.

2.4.3. Ecuaţiile de mişcare în stratul limită.

Ipoteze de calcul: a) mişcarea relativă permanentă; b) fluid incompresibil; c) curgere deplin dezvoltată; d) continuitatea curgerii secundare; e) regim laminar; f) rotaţie constantă; g) curbură constantă; h) formal, curgerea se divide în două: un strat limită unde se concentrează forţele vîscoase şi un nucleu potenţial.

Analizînd ordinul de mărime al termenilor ecuaţiilor se obţine în final:

$$-\frac{V_\tau^2}{R} + \frac{V_y^2\cos\theta}{R_c}\left[1 - \frac{2q R_c}{V_y}\right] = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial r} \qquad (2.92)$$

$$V_n \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{V_z}{R}\frac{\partial V_z}{\partial \theta} - \frac{V_y^2 \sin\theta}{R_c}\left[1 - \frac{2q R_c}{V_y}\right] = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{R\,\partial\theta} + \nu \frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2} \qquad (2.93)$$

$$V_n \frac{\partial V_y}{\partial r} + \frac{V_z}{R}\frac{\partial V_y}{\partial \theta} + \frac{V_y V_z \sin\theta}{R_c}\left[1 - \frac{2q R_c}{V_y}\right] = \nu \frac{\partial^2 V_y}{\partial r^2} \qquad (2.94)$$

Se observă evidențierea parantezei $\left[1- \frac{2q R_c}{V_y}\right]$ ce corespunde criteriului de apreciere a mișcării secundare rezultante discutat anterior.

In afara stratului limită ecuațiile devin:

$$\begin{aligned} &\frac{V_y^2}{R_c} - 2q V_y = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{\partial x} \\ &V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{V_x V_y}{R_c} + 2q V_x = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{\partial y} \\ &0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{\partial z} \end{aligned} \qquad (2.95)$$

și de aici:

$$\left(\frac{\partial p_m}{\partial \theta}\right)_\delta = \frac{\rho R \sin\theta}{R_c}(V_y)_\delta^2 - 2q\rho (V_y)_\delta R \sin\theta \qquad (2.96)$$

$$V_x = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{\partial y}\,\frac{1}{\dfrac{\partial V_y}{\partial x} - \dfrac{V_y}{R_c} + 2q} \qquad (2.97)$$

Considerînd o grosime constantă a stratului limită δ, ecuațiile de suprafață se pot integra:

$$-\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z^2\, d\xi - \frac{\sin\theta}{R_c}\int_0^\delta \left[V_z^2 + (V_y)_\delta^2 - V_y^2\right] d\xi + 2q \sin\theta \int_0^\delta \left[(V_y)_\delta - V_y\right] d\xi = \nu \left(\frac{\partial V_z}{\partial \xi}\right)_0 \qquad (2.98)$$

$$-\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z V_y\, d\xi + (V_y)_\delta \frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z\, d\xi + (V_y)_\delta \frac{\sin\theta}{R_c}\int_0^\delta V_z\, d\xi - \frac{2\sin\theta}{R_c}\int_0^\delta V_z V_y\, d\xi + 2q\sin\theta \int_0^\delta V_z\, d\xi = \nu\left(\frac{\partial V_y}{\partial \xi}\right)_0 \qquad (2.99)$$

iar din ipoteza d):

$$\frac{d(V_y)_\delta}{d\theta}=-\frac{(V_y)_\delta R\sin\theta}{R_c}\left[1-\frac{2g R_c}{(V_y)_\delta}\right]+\frac{\frac{\partial p_M}{\partial y}R^2\sin^2\theta}{\rho\int_0^\delta V_z\,d\xi} \tag{2.100}$$

Condițiile la limită sînt:

$$\xi=0\ ,\quad V_z=0 \tag{2.101}$$
$$\xi=\delta\ ,\quad V_z=0\qquad(\partial V_z/\partial\xi)=0$$

$$\xi=0\qquad V_y=0\qquad \nu(\partial^2V_y/\partial\xi^2)=0$$
$$\xi=\delta\qquad V_y=(V_y)_\delta\qquad(\partial v_y/\partial\xi)=0 \tag{2.102}$$

de unde expresiile vitezelor, tangențială și axială, se scriu:

$$V_z=\frac{\delta^2(V_y)_\delta\sin\theta}{\nu}\left[2g-\frac{(V_y)_\delta}{R_c}\right]G_1(\eta)+$$
$$+\frac{\Lambda}{\nu}\left[2g-\frac{(V_y)_\delta}{R_c}\right]G_2(\eta) \tag{2.103}$$
$$G_1(\eta)=\frac{1}{3}\eta-\frac{1}{2}\eta^2+\frac{1}{6}\eta^4$$
$$G_2(\eta)=\frac{1}{6}\eta-\frac{1}{2}\eta^3+\frac{1}{3}\eta^4$$

$$V_y=(V_y)_\delta\cdot G_3(\eta) \tag{2.104}$$
$$G_3(\eta)=2\eta-2\eta^3+\eta^4$$

conform metodei Pohlhausen cunoscute.

Considerînd coeficienții adimensionali:

$$(V_y)_\delta=(\bar V_y)_\delta\cdot(V_y)_{\delta,\theta_0}\qquad,\quad(R_o)_{\delta,\theta_0}=\frac{2gR_c}{(V_y)_{\delta,\theta_0}}=(s)_{\delta,\theta_0}\cdot P_c^{-1}$$
$$\delta=\bar\delta\left(\frac{\nu^2R}{g(V_y)_{\delta,\theta_0}}\right)^{1/4}\qquad\Lambda=\bar\Lambda\left(\frac{\nu^2R(V_y)_{\delta,\theta_0}}{g}\right)^{1/2} \tag{2.105}$$

ecuațiile integrale devin:

$$-\frac{d}{d\theta}\left\{A\left[\frac{17}{315}\bar\delta^5(\bar V_y)_\delta^2\sin^2\theta+\frac{101}{1260}\bar\delta^3(\bar V_y)_\delta\bar\Lambda\sin\theta+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{19}{630}\bar\Lambda^2\bar\delta\right]\right\}-\sin\theta\cdot P_c\cdot A\left[\frac{17}{315}\bar\delta^5(\bar V_y)_\delta^2\sin^2\theta+\right. \tag{2.106}$$
$$\left.+\frac{101}{1260}\bar\delta^3(\bar V_y)_\delta\bar\Lambda\sin\theta+\frac{19}{630}\bar\Lambda^2\bar\delta\right]=\frac{53}{35}\bar\delta(\bar V_y)_\delta^2\cdot(R_o)_{\delta,\theta_0}^{-1}\cdot\sin\theta+$$
$$+\frac{3}{5}\bar\delta(\bar V_y)_\delta\sin\theta+3B\frac{\bar\Lambda}{\bar\delta}$$

$$-\frac{d}{d\theta}\left\{B\left[\frac{167}{126}\bar{\delta}^{3}(\bar{V}_y)_{\delta}^{2}\sin\theta+\frac{263}{252}\bar{\Lambda}\bar{\delta}(\bar{V}_y)_{\delta}\right]\right\}-$$

$$-\sin\theta\left\{P_c\cdot B\left[\frac{41}{63}\bar{\delta}^{3}(\bar{V}_y)_{\delta}^{2}\sin\theta+\frac{74}{126}\bar{\Lambda}\bar{\delta}(\bar{V}_y)_{\delta}\right]\right\}+ \qquad (2.107)$$

$$+\sin\theta\left\{\left[2\bar{\delta}^{3}(\bar{V}_y)_{\delta}\sin\theta+\frac{3}{2}\bar{\Lambda}\bar{\delta}\right]\cdot P_c\left[(R_o)_{\delta,\theta_o}-(\bar{V}_y)_{\delta}\right]\right\}+$$

$$+(\bar{V}_y)_{\delta}\frac{d}{d\theta}\left\{B\left[2\bar{\delta}^{3}(\bar{V}_y)_{\delta}\sin\theta+\frac{3}{2}\bar{\Lambda}\bar{\delta}\right]\right\}=60\frac{(\bar{V}_y)_{\delta}}{\bar{\delta}}$$

$$\frac{d(\bar{V}_y)_{\delta}}{d\theta}=-P_c\sin\theta\left[(\bar{V}_y)_{\delta}-(R_o)_{\delta,\theta_o}\right]- \qquad (2.108)$$

$$-\frac{I_1\sin^2\theta}{B\left[\frac{1}{15}\bar{\delta}^{3}(\bar{V}_y)_{\delta}\sin\theta+\frac{1}{20}\bar{\Lambda}\bar{\delta}\right]}$$

unde : $R_o = 2q\,R_c/\tilde{V}_y$ este numărul Rossby

$n = \left[1-2(\bar{V}_y)_{\delta}\cdot(R_o)_{\delta,\theta_o}^{-1}+(\bar{V}_y)_{\delta}^{2}(R_o)_{\delta,\theta_o}^{-2}\right]=B^2$

$u = \left[1-(\bar{V}_y)_{\delta}\cdot(R_o)_{\delta,\theta_o}^{-1}\right]$ $\qquad I_1=\frac{4}{\pi}\int_0^{\pi}\frac{(\bar{V}_y)_{\delta}}{\bar{\delta}}d\theta$

2.4.5. Coeficientul de pierdere λ_{Rc}

Utilizînd expresia pentru viteza axială medie $\tilde{V}_y$, rezultă:

$$\tilde{V}_{y/o}=I_2-I_3\,Re^{-1/2}S^{-1/4}\tilde{V}_{y/o}^{1/4} \qquad (2.109)$$

unde: $\tilde{V}_{y/o}=\frac{\tilde{V}_y}{(V_y)_{\delta,\theta_o}}$

$I_2=\frac{2}{\pi}\int_0^{\pi}(\bar{V}_y)_{\delta}\sin^2\theta\,d\theta$

iar $I_3=\frac{3\cdot 2^{3/4}}{5\pi}\int_0^{\pi}(\bar{V}_y)_{\delta}\,\bar{\delta}\,d\theta$.

Cum $\lambda_{CR}=-\frac{4R}{\tilde{V}_y^2}\,\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p_m}{\partial y}\right)$ $\qquad (2.110)$

Dar $\lambda_{CR}=2^{9/4}I_1\,Re^{-1/2}S^{1/4}\tilde{V}_{y/o}^{-5/4}$.

$(R_o)_{\delta,\theta_o}=R_o\cdot\tilde{V}_{y/o}$ $\qquad S=R_o\cdot P_c$

Deci (2.109) devine:

$$(R_o)_{\delta,\theta_o}=I_2\cdot S\cdot P_c^{-1/2}-I_3\,Re^{-1/2}S^{1/2}P_c^{-3/4}(R_o)_{\delta,\theta_o}^{1/4} \qquad (2.111)$$

iar

$$\lambda_{CR}=2^{9/4}I_1\cdot Re^{-1/2}S^{3/2}P_c^{-5/4}(R_o)_{\delta,\theta_o}^{-5/4} \qquad (2.112)$$

2.4.6. Rezultate numerice.

Rezolvarea ecuaţiilor integrale s-a efectuat cu ajutorul calculatorului electronic, prin modificarea după o anumită strategie a parametrilor P_c şi $(R_o)_{\delta,\theta_o}$.

In urma integrării numerice s-au obţinut valorile pentru cele trei integrale I_1, I_2, I_3, remarcîndu-se dubla influenţă a rotaţiei şi curburii. (fig. 2.39)

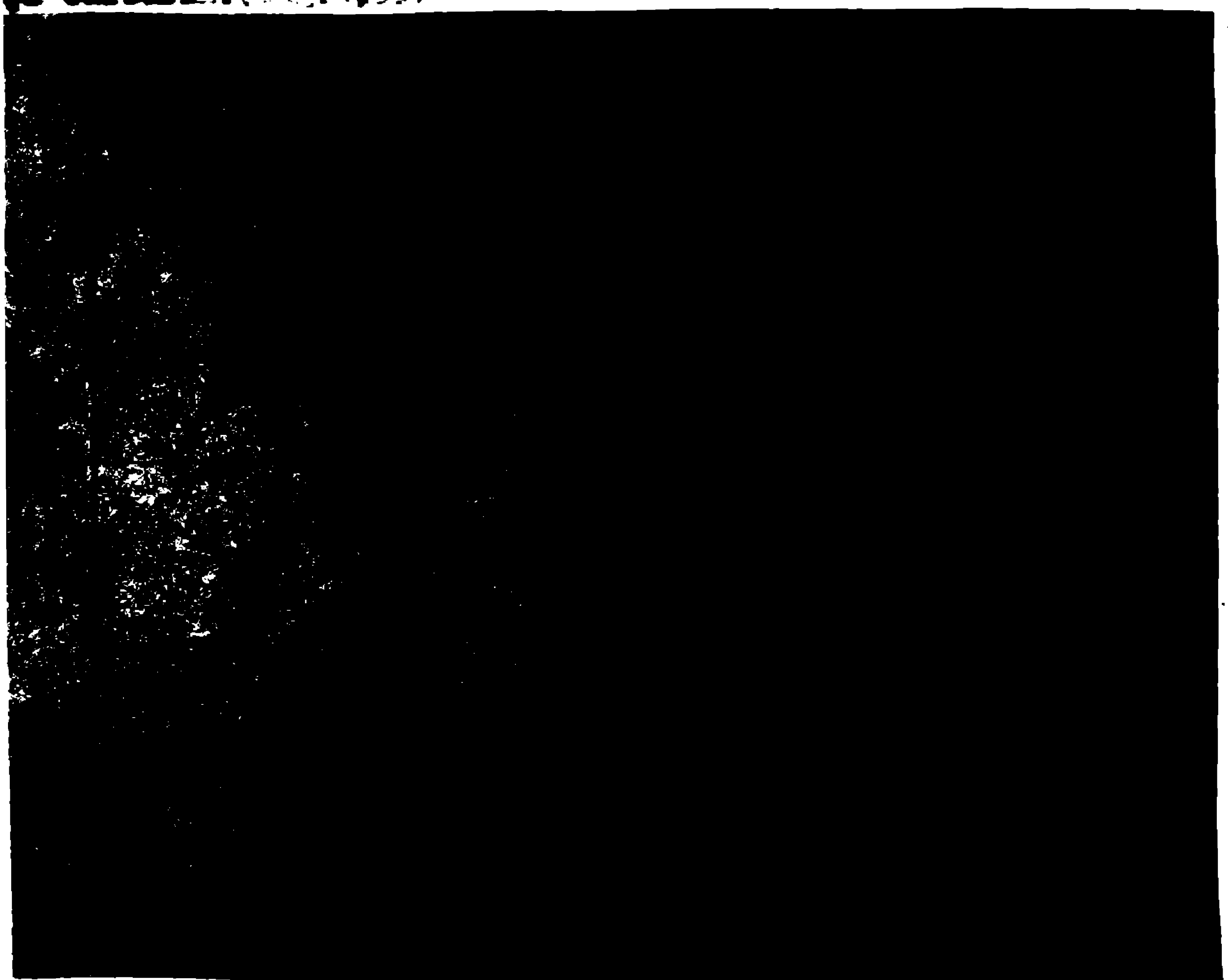


Fig. 2.39

Deobicei rotaţia are efect hotărîtor /37/, /57/, pentru valori mari ale produsului $P_c \cdot (R_c)_{\delta,\theta_o}$, curbura fiind neglijabilă.

Pentru o valoare constantă a numărului Reynolds se determină dependenţa $I=f(S)$, considerînd $S > P_c$, fig. 2.40 şi utilizînd fig. 2.41

Pentru un calcul rapid al coeficientului de pierdere λ_{cr} se pot utiliza relaţiile aproximative:

$$I_1 = 0,167\,S + 0,567 \tag{2.113}$$

$$(S)_{\delta,\theta_o} = P_c (R_o)_{\delta,\theta_o} = 0,834\,S - 0,167$$

Considerînd expresiile exacte (2.111) şi (2.112) se calculează λ_{cr} fig. 2.42, comparîndu-se cu datele experimentale din /39/, fig. 2.43, 2.44, remarcîndu-se o bună congruenţă. In fig. 2.45 se prezintă exemplificativ distribuţia de viteze pentru $S > P_c$.

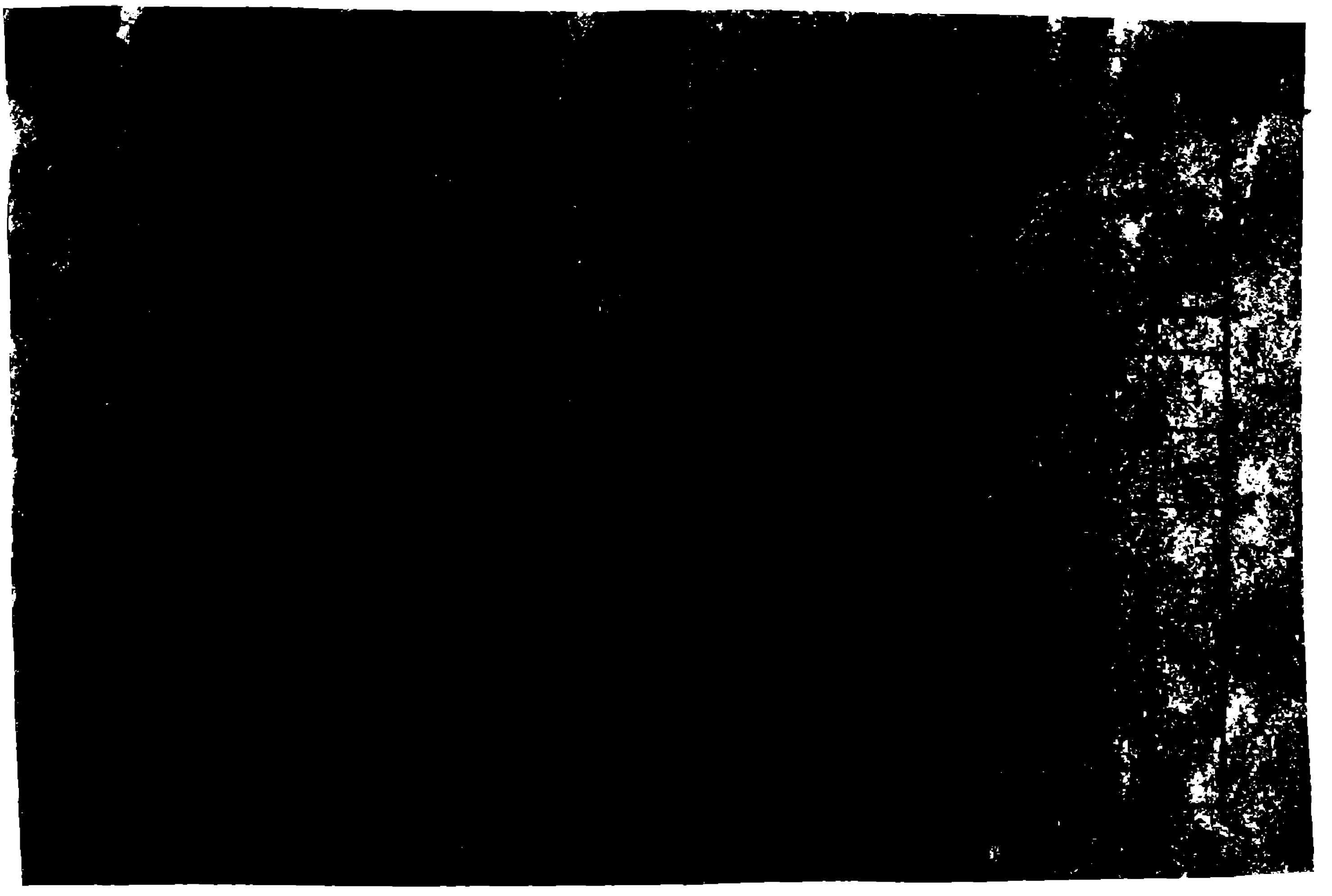


Fig. 2.40

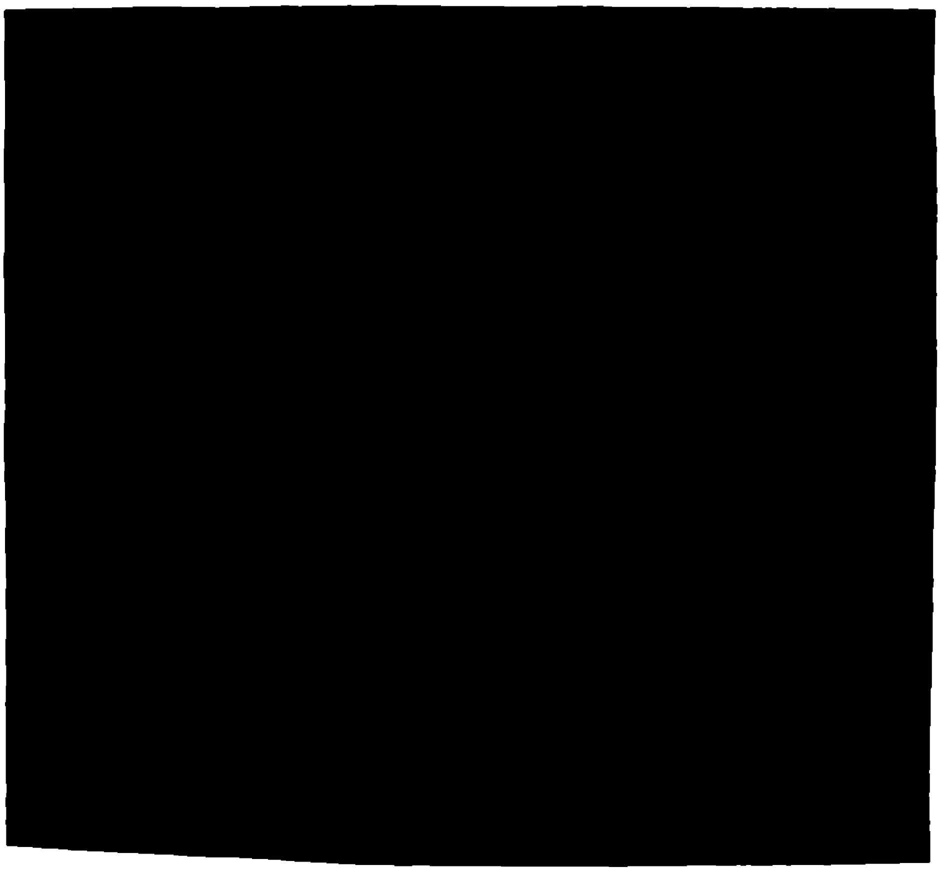


Fig. 2.41

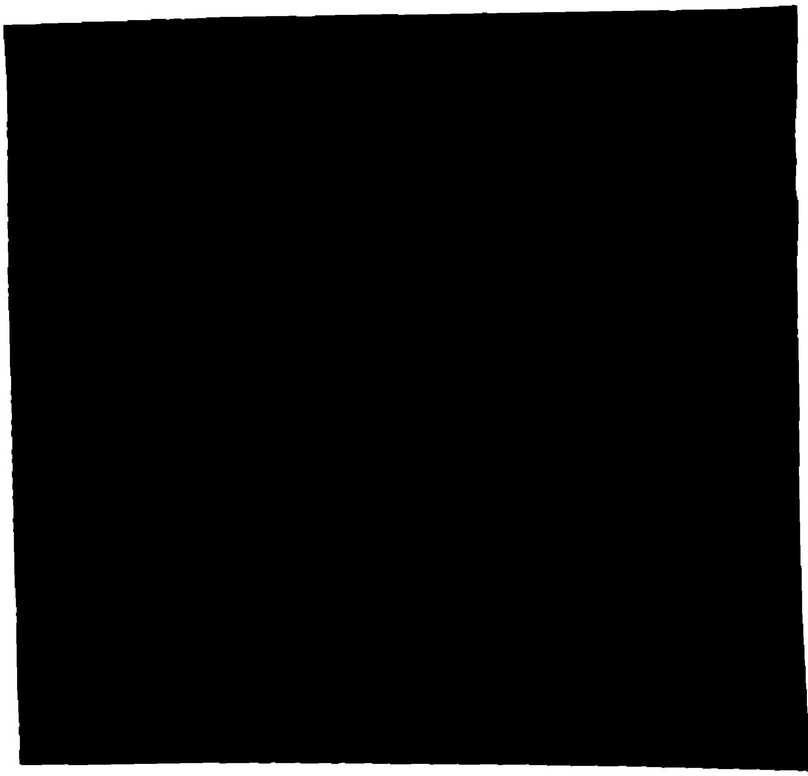


Fig. 2.42

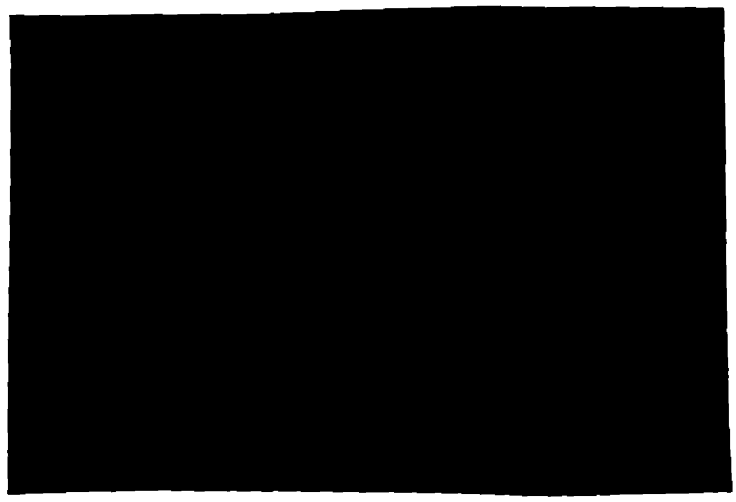


Fig. 2.43

Fig. 2.44.

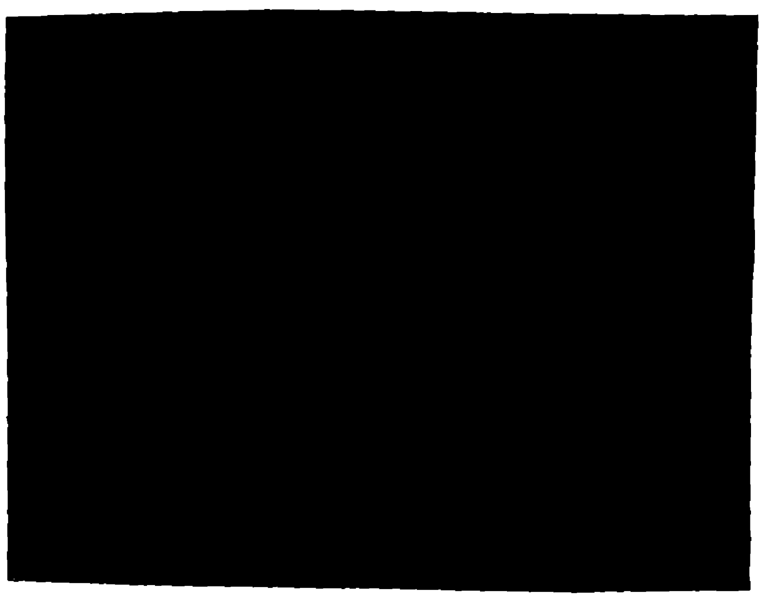
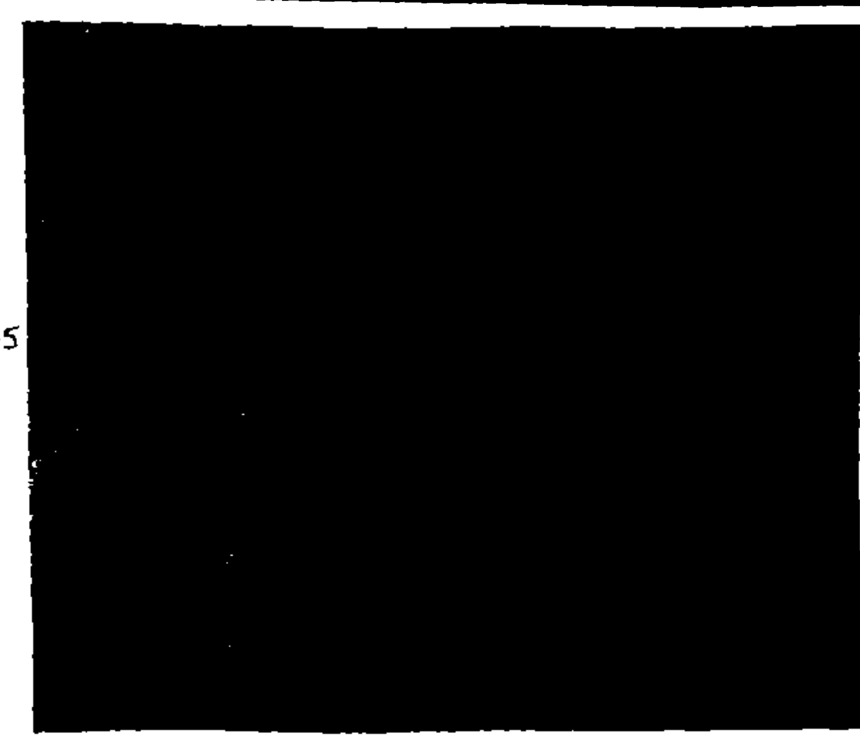


Fig. 2.45



CAPITOLUL III.

MODEL TEORETIC AL CURGERII TURBULENTE IN CONDUCTE CURBATE SAU ROTITOARE.

Curgerea în turbomaşină este deobicei turbulentă, cea ce complică aspectul câmpului hidrodinamic şi mai mult, dar şi sugerează că următoarea etapă a cercetării, trebuie să fie în mod evident, determinarea influenţei rotaţiei şi curburii asupra pierderilor hidraulice în conducte, în cazul regimului turbulent.

3.1. Pierderile hidraulice în conducte drepte rotitoare.

3.1.1. Curgerea turbulentă în conducte rotitoare.

Aşa cum arată rezultatele experimentale din /39/,/57/,/62/,/63/, şi în regim turbulent, datorită rotaţiei, apare o mişcare secundară cea ce permite introducerea conceptului de strat limită în ideea lui J.R.Benko; adică, deşi în cazul conductelor stratul limită se dezvoltă până în axa conductei, se poate face convenţia că mişcarea secundară se dezvoltă într-un fel de strat limită în regiunea de lângă perete. Rezultatele bune obţinute la regimul laminar, folosind această ipoteză, precum şi datele experimentale de la curgerea turbulentă, au condus la menţinerea acestei ipoteze oarecum drastice şi în cazul regimului turbulent, urmărindu-se în plus şi elaborarea unei metode unitare, valabilă indiferent de regimul de curgere.

3.1.2. Ecuaţiile de mişcare Reynolds.

Pentru reperul neinerţial, în coordonate cilindrice, ecuaţiile de mişcare au următoarea formă:

$$\bar V_r \frac{\partial \bar V_r}{\partial r} + \frac{\bar V_\theta}{r}\frac{\partial \bar V_r}{\partial\theta} + \bar V_y \frac{\partial \bar V_r}{\partial y} - \frac{\bar V_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{\partial r} + 2\Omega \bar V_y \cos\theta +$$

$$+ \nu\left[\nabla^2 \bar V_r - \frac{\bar V_r}{r^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial \bar V_\theta}{\partial\theta}\right] - \left[\frac{\partial \overline{V_r'^2}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{V_r'V_\theta'}}{r\partial\theta} + \frac{\partial\overline{V_r'V_y'}}{\partial y} + \frac{\overline{V_r'^2}-\overline{V_\theta'^2}}{r}\right] \quad (3.1)$$

$$\bar V_r \frac{\partial \bar V_\theta}{\partial r} + \frac{\bar V_\theta}{r}\frac{\partial\bar V_\theta}{\partial\theta} + \bar V_y\frac{\partial \bar V_\theta}{\partial y} + \frac{\bar V_r\bar V_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{r\partial\theta} - 2\Omega\bar V_y \sin\theta +$$

$$+ \nu\left[\nabla^2\bar V_\theta + \frac{2}{r^2}\frac{\partial \bar V_r}{\partial\theta} - \frac{\bar V_\theta}{r^2}\right] - \left[\frac{\partial\overline{V_\theta'V_r'}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{V_\theta'^2}}{r\partial\theta} + \frac{\partial\overline{V_\theta'V_y'}}{\partial y} + 2\frac{\overline{V_r'V_\theta'}}{r}\right] \quad (3.2)$$

$$\bar{V}_n \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial r} + \frac{\bar{V}_z}{r}\frac{\partial \bar{V}_y}{\partial \theta} + \bar{V}_y \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}_m}{\partial y} - 2\Omega(\bar{V}_n \cos\theta - \bar{V}_z \sin\theta) + \nu \nabla^2 \bar{V}_y - \left[\frac{\partial \overline{V_y' V_n'}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{V_y' V_z'}}{r\partial\theta} + \frac{\partial \overline{V_y'^2}}{\partial y} + \frac{\overline{V_y' V_n'}}{r}\right] \quad (3.3)$$

Observaţie. In continuare se renunţă pentru simplitate la bara ce atenţionează că mărimile sînt mediate temporal.

3.1.3. Ecuaţiile stratului limită turbulent.

Ipoteze de calcul: a) conductă perfect netedă; b) mişcarea relativă este permanentă; c) fluid incompresibil; d) curgerea turbulentă este deplin dezvoltată; e) continuitatea mişcării secundare; f) rotaţie constantă; g) se admite un strat limită unde se concentrează efectele turbulenţei şi viscozităţii (fig.3.1); se aplică aproximaţiile [illegible] /76/

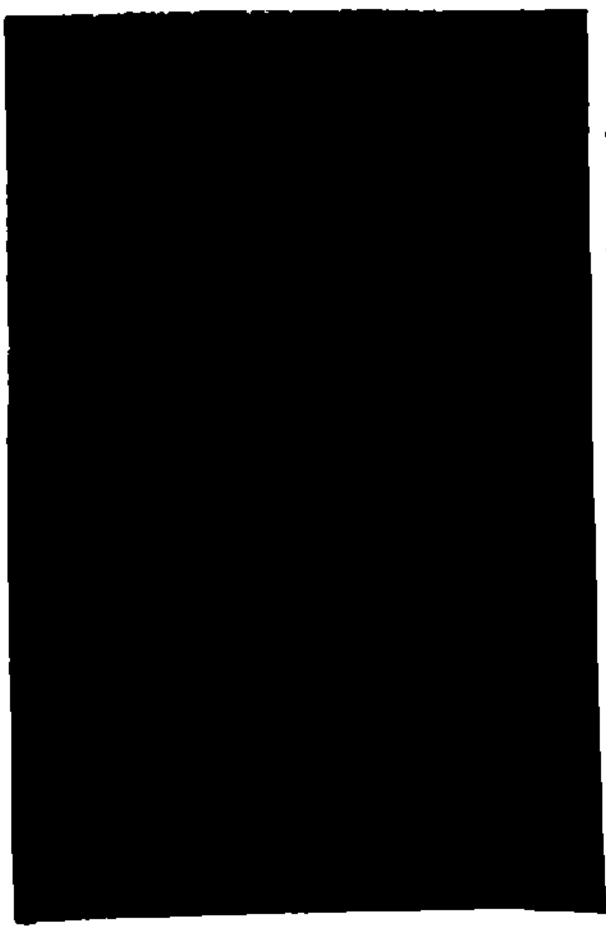


fig.3.1

Aplicarea aproximaţiilor [illegible] se realizează în concordanţă cu Bradshaw /23/,/24/, care a definit aşa numitul strat subţire de forfecare (TSL) pentru curgerea complexă, ele reprezentînd aproximaţiile lui Prandtl: pentru $\partial/\partial y$ foarte mic toţi gradienţii tensiunilor normale şi diferenţa presiunii statice transversale se neglijează.

Utilizînd ipotezele de mai sus, similar cu /76/,/146/,/109/,/5/,/96/ /68/,/59/,/127/, se obţin ecuaţiile simplificate ale stratului limită:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial r} = 0 \quad (3.4)$$

$$V_n \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{V_z}{R}\frac{\partial V_z}{\partial\theta} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{R\partial\theta} - 2\Omega V_y \sin\theta + \nu\frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2} - \frac{\partial \overline{V_z' V_n'}}{\partial r} \quad (3.5)$$

$$V_n \frac{\partial V_y}{\partial r} + \frac{V_z}{R}\frac{\partial V_y}{\partial\theta} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_m}{\partial y} + 2\Omega V_z \sin\theta + \nu\frac{\partial^2 V_y}{\partial r^2} - \frac{\partial \overline{V_y' V_n'}}{\partial r} \quad (3.6)$$

iar ecuația de continuitate este:

$$\frac{\partial V_n}{\partial r} + \frac{1}{R}\frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} = 0 \qquad (3.7)$$

În afara stratului limită, ecuațiile se scriu:

$$\begin{aligned} &-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial x} + 2\Omega V_y = 0 \\ &V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + 2\Omega V_x = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial y} \\ &-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial z} = 0 \end{aligned} \qquad (3.8)$$

Se observă din (3.8) că $\frac{\partial p_M}{\partial y}$ =ct., deoarece curgerea este deplin dezvoltată, şi atunci:

$$(V_x)_\delta = \frac{-\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p_M}{\partial y}\right)_\delta}{\left(\frac{\partial V_y}{\partial x}\right)_\delta + 2\Omega} \qquad (3.9)$$

la frontiera exterioară a stratului limită.

Iar:

$$\left(\frac{\partial p_M}{\partial \theta}\right)_\delta = -2\rho R \Omega (V_y)_\delta \sin\theta \qquad (3.10)$$

Considerînd o grosime definită a stratului limită δ, se pot determina ecuațiile integrale:

$$\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z^2\, d\xi = 2\Omega \sin\theta \int_0^\delta \left[(V_y)_\delta - V_y\right] d\xi - \frac{\tau_{\theta 0}}{\rho} \qquad (3.11)$$

$$\begin{aligned} &\frac{1}{R}\left[(V_y)_\delta \frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z\, d\xi - \frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z V_y\, d\xi\right] = -2\Omega \sin\theta \int_0^\delta V_z\, d\xi + \\ &+ \frac{\tau_{y0}}{\rho} + \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p_M}{\partial y}\right)\cdot\delta \end{aligned} \qquad (3.12)$$

Pe de altă parte, conform ipotezei e):

$$\int_1^2 (V_x)_\delta\, dz = \int_0^\delta V_z\, d\xi \qquad (3.13)$$

de unde:

$$\left(\frac{dV_y}{d\theta}\right)_\delta = 2\Omega R \sin\theta + \frac{\left(\frac{\partial p_M}{\partial y}\right) R^2 \sin^2\theta}{\rho \int_0^\delta V_z\, d\xi} \qquad (3.14)$$

BUPT

Soluționarea ecuațiilor integrale presupune aproximarea distribuțiilor de viteză ,V_y și V_ζ ,și a tensiunilor de forfecare, la perete, τ_{y_0} și τ_{θ_0} .

In cazul curgerii turbulente,în stratul limită,variația vitezei axiale este substanțial mai mare decît în cazul curgerii laminare Cercetările din /96/,/68/,/58/,confirmă existența unei legi exponențiale pentru V_y ,exponentul „n" influențînd relativ puțin valorile vitezei axiale (vezi Lakshminarayana,fig.3.2)

Fig.3.2

Se admite ,pe baza rezultatelor din literatură,expresia:

$$V_y = (V_y)_\delta\, G_1(\eta) \tag{3.15}$$

unde:

$$G_1(\eta) = \eta^{1/n}$$

In general,se admite o legătură între viteza axială și cea tangențială,transpusă analog pentru cazul tensiunilor de forfecare. Astfel,după cum arată Pierce /124/,pentru curgerea turbulentă se pot utiliza mai multe modele pentru distribuțiile de viteză:

-modelul lui Prandtl.

Se consideră aici:

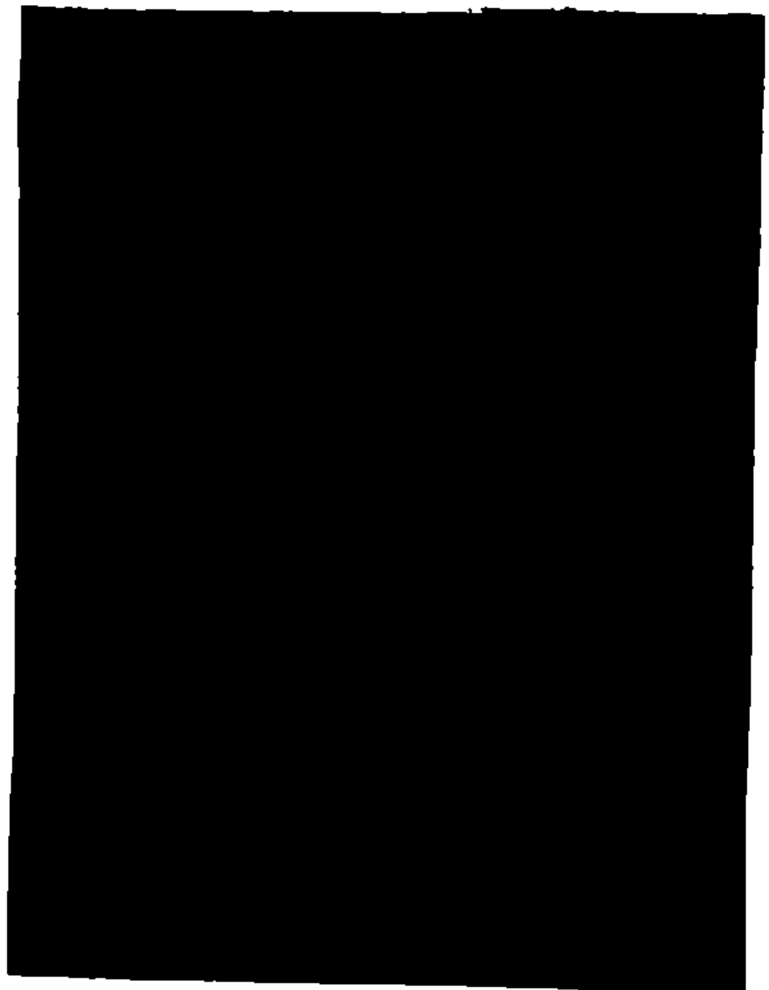
$$V_\zeta = V_y(1-\eta)\,tg\,\lambda \; ; \; tg\,\lambda = \lim_{\xi\to 0}(V_\zeta/V_y) \equiv m \; ; \; \tau_\theta = m\,\tau_y \tag{3.16}$$

-modelul lui Mager.

$$\begin{aligned} V_\zeta &= \varepsilon\, G(\eta)\, g(\eta) \\ V_y &= G(\eta) \qquad G(\eta) = \eta^{1/n} \\ \tau_{\theta_0} &= \varepsilon\, \tau_{y_0} \qquad \varepsilon = \lim_{\xi\to 0}\left(\frac{\partial V_\zeta}{\partial \xi}\Big/\frac{\partial V_y}{\partial \xi}\right) \\ g(\eta) &= (1-\eta)^2 \end{aligned} \tag{3.17}$$

-modelul lui Johnston.

Este un model triunghiular convențional (fig.3.3)



Experimentele din /5/, /96/, studiază legătura dintre viteza, fig.3.4, dar nu depășesc particularul.
In urma analizei acestor considerații din literatura de specialitate, s-a stabilit pentru viteza mișcării secundare următoarea formulă :

$$V_\xi = \varepsilon (1-\eta)^2 V_y \qquad (3.18)$$

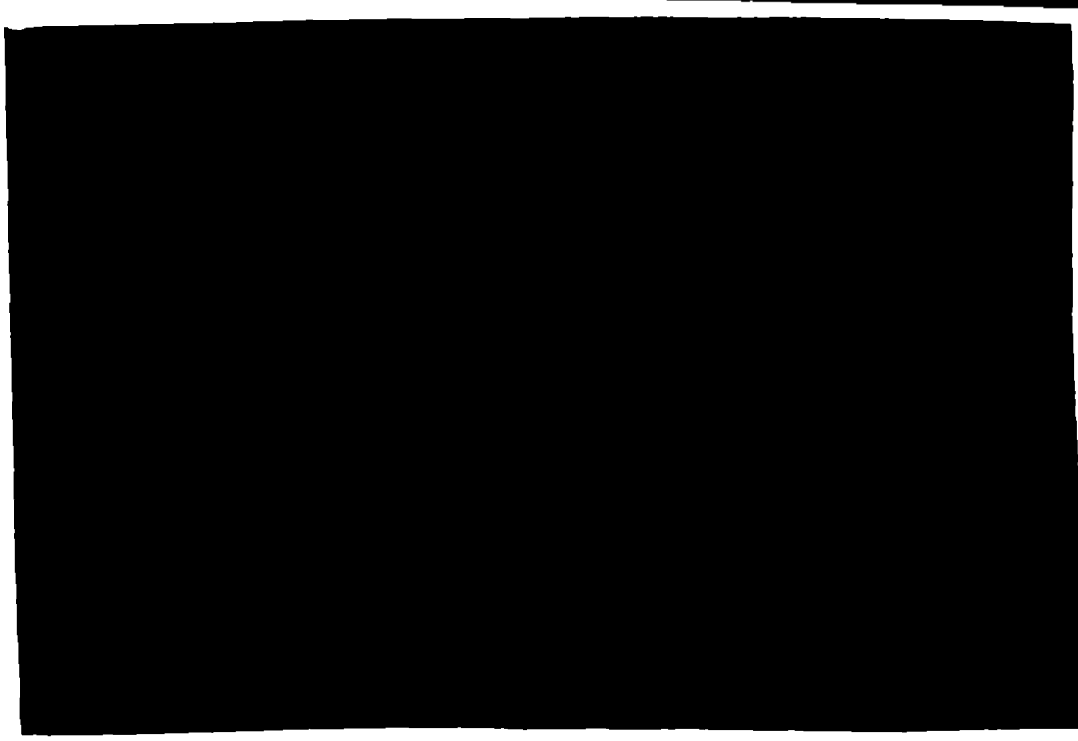


Fig.3.4

Pentru determinarea expresiei tensiunii turbulente la perete, se utilizează două modele:
-se extinde expresia tensiunii de forfecare de la perete, τ_0, obținută pentru conducte fixe, conform /68/, /58/, /146/, /5/, /96/, și atunci

$$\tau_{\theta_0} = \varepsilon \tau_{y_0} \qquad \tau_{y_0}/\rho(2r)^2 = 0{,}01255\,(R_{\theta_H})^{-1/4}$$

$$R_{\theta_H} = 2r\theta_H/\nu \qquad \theta_H = \frac{1}{(2r)^2}\int_0^{\ell} V_y(2r - V_y)\,dz \qquad (3.19)$$

sau, în final:

$$\tau_{y_0} = \rho (v_y)_\delta^2 \cdot 0{,}01255 \left[\frac{(v_y)_\delta}{\nu} \cdot \frac{1}{(v_y)_\delta^2} \int_0^\delta v_y \left[(v_y)_\delta - v_y \right] d\xi \right]^{-1/4} =$$

$$= k_1 \rho (v_y)_\delta^{9/4} \nu^{1/4} \left[\int_0^\delta v_y \left[(v_y)_\delta - v_y \right] d\xi \right]^{-1/4} \qquad (3.20)$$

unde : $k_1 = 0{,}01255$

și : $\tau_a = \varepsilon \tau_{y_0}$

— Bradshaw /23/ propune un model de calcul al influenței curburii sau rotației asupra tensiunii turbulente, de forma:

$$\frac{l}{l_0} = 1 + \alpha \frac{e}{\partial U / \partial y} \qquad (3.21)$$

unde: l_o este lungimea de amestec pentru peretele staționar

l - lungimea de amestec aparentă; α - constantă empirică

e - mărimea forței externe (datorită curburii sau rotației)

Bradshaw a introdus de asemenea gradientul numărului Richardson, preluat apoi de J.P. Johnston pentru canale rotitoare, sub forma:

$$R_i = R_i^* (R_i^* + 1) \qquad R_i^* = -\frac{2\Omega}{(\partial v_y / \partial \xi)} \qquad (3.22)$$

De obicei se consideră $R_i \cong R_i^*$

Numărul Richardson reprezintă un criteriu de analiză a stabilității curgerii turbulente. Johnston /54/, /75/, propune următoarea relație de tip Monin-Oboukhov:

$$l / l_0 \cong 1 - \beta R_{i\Omega} \qquad (3.23)$$

unde $\beta = 6 \pm 2$, iar $0 < |R_{i\Omega}| < 0{,}25$

Expresia pentru tensiunea turbulentă are forma /75/:

$$\tau_t = \rho l^2 \frac{\partial v_y}{\partial \xi} \left| \frac{\partial v_y}{\partial \xi} \right| \qquad (3.24)$$

unde $l = F . l_o$, $\quad F = 1 - \beta_\Omega R_{i\Omega}$

iar $l_o = ky \left[1 - \exp \frac{-y^+}{A^+} \right]$, conform /172/,

fig.3.5 /54/ permițînd aproximația $l_o = 0{,}4\ y$

Se mai consideră din /172/, /65/, /21/, /134/, că $\tau_o = \tau_{max}$, iar coordonata $(\xi)_{\tau_{t\,max}} = k.R$ (R-raza conductei)

Atunci, tensiunea turbulentă se poate exprima:

$$\tau_{ty} = \rho F^2 l_0^2 \frac{\partial v_y}{\partial \xi} \left| \frac{\partial v_y}{\partial \xi} \right| = \rho l_0^2 (1 - \beta_\Omega R_{i\Omega})^2 \frac{\partial v_y}{\partial \xi} \left| \frac{\partial v_y}{\partial \xi} \right| \qquad (3.25)$$

sau $$\tau_{y_0} = \rho (0{,}004)^2 R^2 (1-\beta_2 Ri_2)^2 \frac{1}{\delta^2}\left(\frac{\partial V_y}{\partial \eta}\right)^2_{\eta = 0{,}01 R/\delta} \qquad (3.26)$$

iar după efectuarea calculelor:

$$\tau_{y_0} = K_7 \rho (\delta/R)^{-1/4} (V_y)_\delta^2 (1-\beta_2 Ri_2)^2 \qquad (3.27)$$

unde K_7 =0,000876 iar $\tau_{\theta_0} = \varepsilon \tau_{y_0}$

Introducînd expresiile vitezelor şi tensiunii în ecuaţiile integrale, acestea se rescriu, dobîndind forma finală prin utilizarea unor coeficienţi adimensionali, ca de pildă:

$$(V_y)_\delta = (\bar{V}_y)_\delta (V_y)_{\delta,\theta_0}$$

$$\delta = \bar{\delta} \left(\frac{R (V_y)^{1/2}_{\delta,\theta_0} \nu^{1/2}}{g}\right)^{2/5} \qquad (3.28)$$

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} \left(\frac{R g}{(V_y)_{\delta,\theta_0}}\right)^{1/2}$$

Fig.3.5

Pentru primul model al tensiunii turbulente, ecuaţiile integrale vor fi:

$$\frac{d}{d\theta}\left[K_2 \bar{\varepsilon}^2 (\bar{V}_y)_\delta^2 \bar{\delta}\right] = 2 K_3 (\bar{V}_y)_\delta \bar{\delta} \sin\theta - K_1 K_4 \bar{\varepsilon} (\bar{V}_y)_\delta^{7/4} \bar{\delta}^{-1/4} \qquad (3.29)$$

$$(\bar{V}_y)_\delta \frac{d}{d\theta}\left[K_5 \bar{\varepsilon} (\bar{V}_y)_\delta \bar{\delta}\right] - \frac{d}{d\theta}\left[K_6 (\bar{V}_y)_\delta^2 \bar{\delta} \bar{\varepsilon}\right] = K_1 K_4 (\bar{V}_y)_\delta^{7/4} \bar{\delta}^{-1/4} -$$
$$- (S)_{\delta,\theta_0} K_5 (\bar{V}_y)_\delta \bar{\varepsilon} \bar{\delta} \sin\theta \qquad (3.30)$$

$$\frac{d(\bar{V}_y)_\delta}{d\theta} = (S)_{\delta,\theta_0} - \frac{I_1 \sin^2\theta}{(\bar{V}_y)_\delta \bar{\delta} \bar{\varepsilon} K_5} \qquad (3.31)$$

unde $(S)_{\delta,\theta_0} = \dfrac{2 g R}{(V_y)_{\delta,\theta_0}}$ $\qquad I_1 = \dfrac{2}{\pi} K_1 K_4 \int_0^{\pi} (\bar{V}_y)_\delta^{7/4} \bar{\delta}^{-1/4} d\theta$

In cazul modelului secund, al lui Bradshaw, se obţine

$$\frac{d}{d\theta}\left[K_2\bar{\varepsilon}^2(\bar{V}_y)_\delta^2\bar{\delta}\right] = 2K_3(\bar{V}_y)_\delta\bar{\delta}\sin\theta - K_7(\bar{V}_y)_\delta^2\bar{\varepsilon}\,\bar{\delta}^{-1/4}(Re)_{\theta_0}^{1/4}\left(1-\frac{\beta}{2}Ri_2\right)^2 \qquad (3.32)$$

$$(\bar{V}_y)_\delta\frac{d}{d\theta}\left[K_5\bar{\varepsilon}(\bar{V}_y)_\delta\bar{\delta}\right] - \frac{d}{d\theta}\left[K_6(\bar{V}_y)_\delta^2\bar{\delta}\,\bar{\varepsilon}\right] = K_7(\bar{V}_y)_\delta^2\bar{\delta}^{-1/4}(Re)_{\theta_0}^{1/4}\left(1-\frac{\beta}{2}Ri_2\right)^2 \qquad (3.33)$$

$$\frac{d(\bar{V}_y)_\delta}{d\theta} = -\frac{I_1'\sin^2\theta}{(\bar{V}_y)_\delta\bar{\delta}\,\bar{\varepsilon}\,K_5} \qquad (3.34)$$

unde
$$I_1' = \frac{2}{\pi}K_7(Re)_{\theta_0}^{1/4}\left(1-\frac{\beta}{2}Ri_2\right)^2\int_0^\pi(\bar{V}_y)_\delta^2\,\bar{\delta}^{-1/4}d\theta$$

$$(Re)_{\theta_0} = \frac{(V_y)_{\delta,\theta_0}\,2R}{\nu}$$

3.1.4. Coeficientul de pierdere λ_{RT}:

Utilizînd expresia cunoscută a vitezei axiale medii (2.53), se obţine:

$$\tilde{V}_{y/0} = I_2 - I_3(S^2Re)^{-1/5}\,\tilde{V}_{y/0}^{-1/5} \qquad (3.35)$$

unde $I_2 = \frac{2}{\pi}\int_0^\pi(\bar{V}_y)_\delta\sin^2\theta\,d\theta$ $I_3 = \frac{2}{\pi}{}^{-7/5}\int_0^\pi(\bar{V}_y)_\delta\bar{\delta}\,d\theta$

iar, din
$$\lambda_{RT} = -\frac{4R}{\tilde{V}_y^2}\frac{1}{\rho}\frac{\partial p_M}{\partial y}$$

rezultă:
$$\lambda_{RT} = 2^{21/10}I_1(Re^{-2}S)^{1/10}\,\tilde{V}_{y/0}^{-17/10} \qquad (3.36)$$

Distribuţia de viteze este exprimată de relaţia:

$$\frac{V_y}{\tilde{V}_y} = \frac{1}{\frac{I_2}{(\bar{V}_y)_\delta} - I_3(S^2Re)^{-1/5}\left(\frac{V_y}{\tilde{V}_y}\right)^{1/5}(\bar{V}_y)_\delta^{-6/5}} \qquad (3.37)$$

3.1.5. Rezultate numerice.

Obţinerea soluţiilor a presupus rezolvarea unui sistem de trei ecuaţii diferenţiale, prin integrare numerică şi iterativ, determinîndu-se în final cele trei mărimi I_1, I_2, I_3, pentru rotaţie mică acestea fiind constante:

$I_1=0,0405$; $I_2=0,795$; $I_3=0,14534$

Pentru cazul general, variaţia este cea din fig.3.6

Cunoscînd pe I_1,I_2,I_3,s-au putut calcula coeficienţii adimensionali,fig.3.7. Verificarea metodei şi a rezultatelor teoretice s-a făcut în primul rînd prin compararea distribuţiilor vitezei axiale cu date experimentale efectuate în /72/, fig.3.8, /58/ fig.3.9 şi 3.10, /34/ fig.3.11 şi 3.12, şi /96/ fig.3.13.

Se remarcă o suficient de bună concordanţă,chiar şi în cazul comparării cu experimentul de la canal dreptunghiular /34/

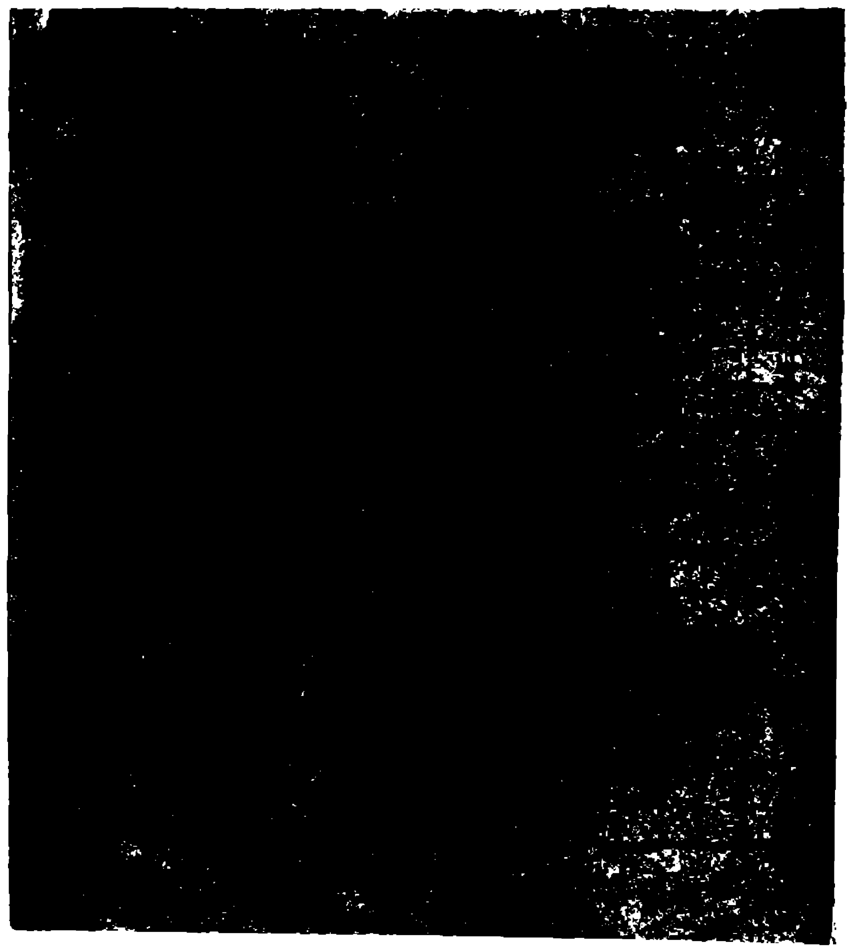


Fig.3.7

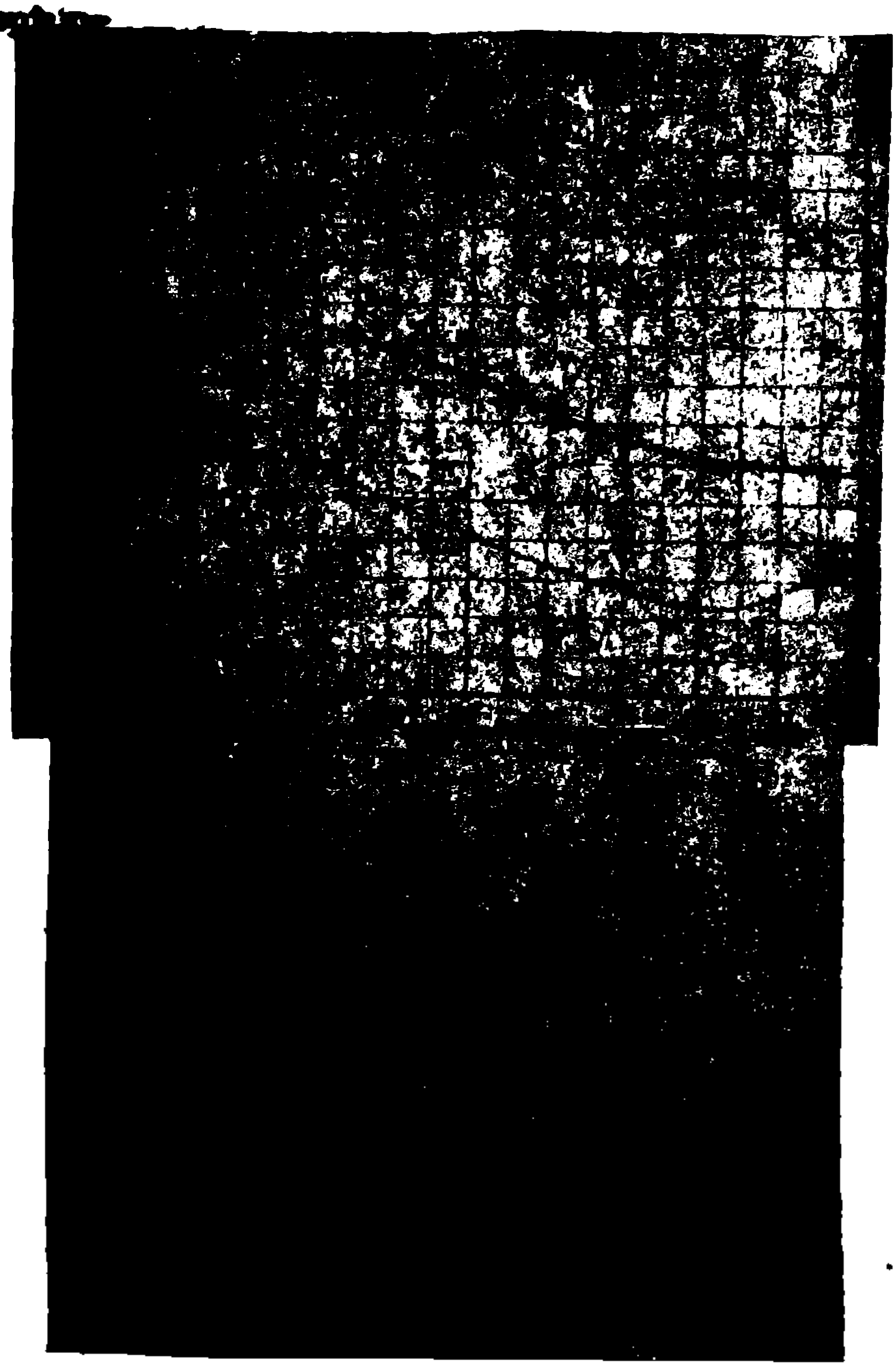


Fig.3.8

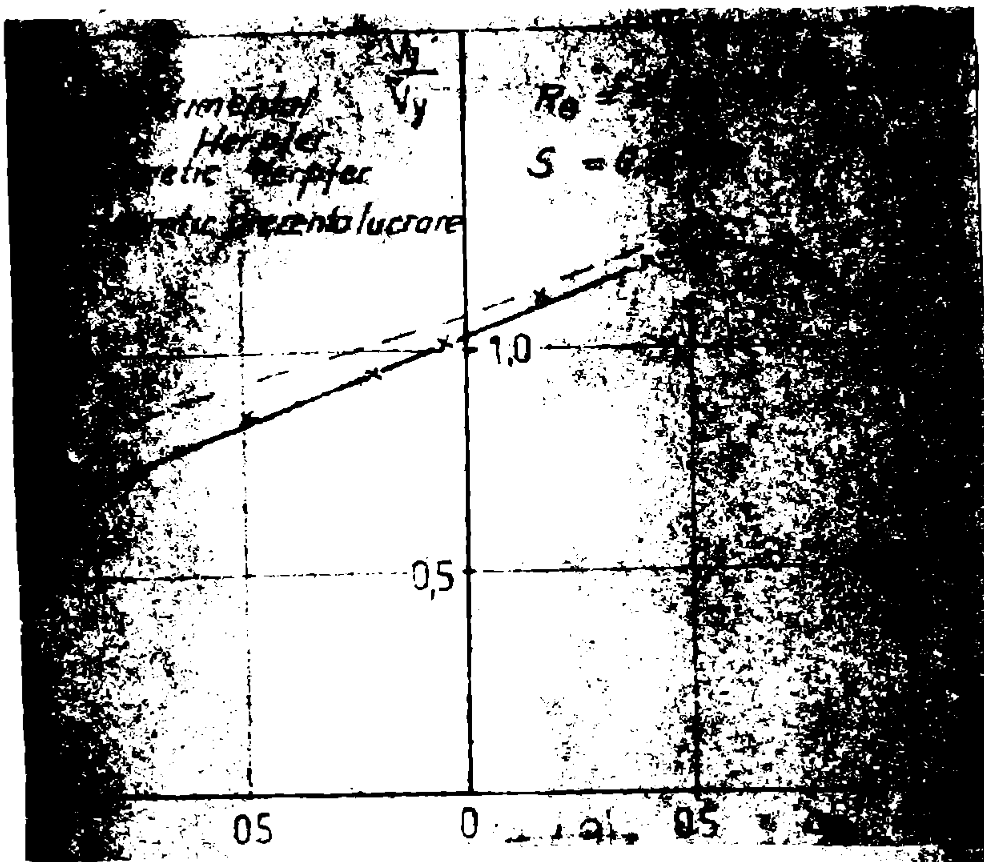


Fig. 3.9

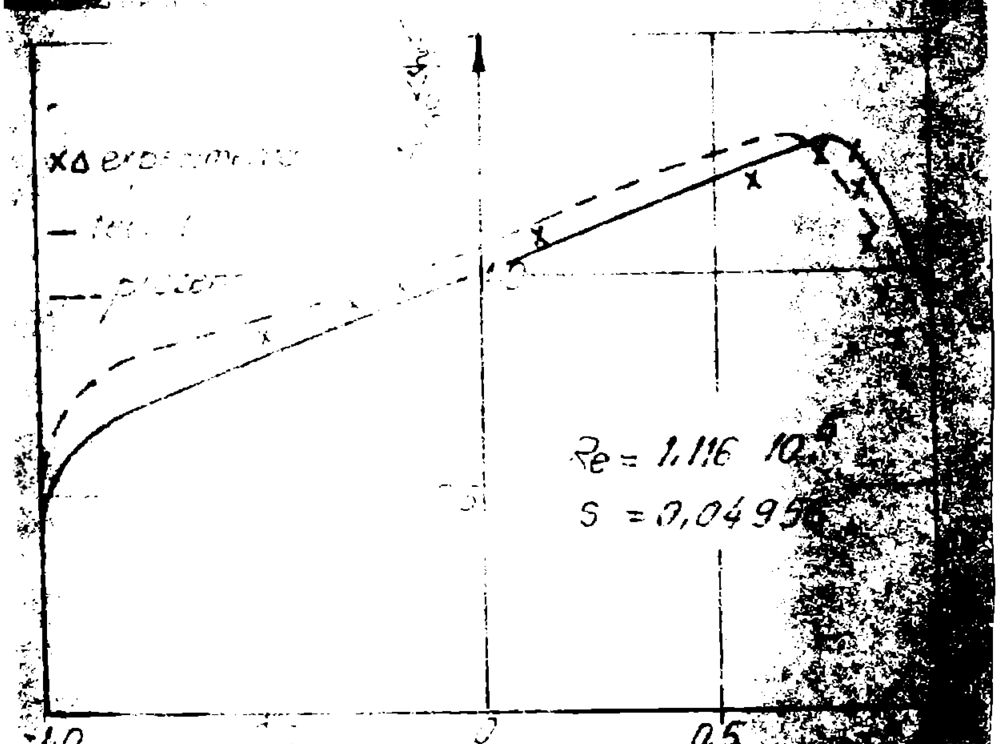


Fig. 3.10.

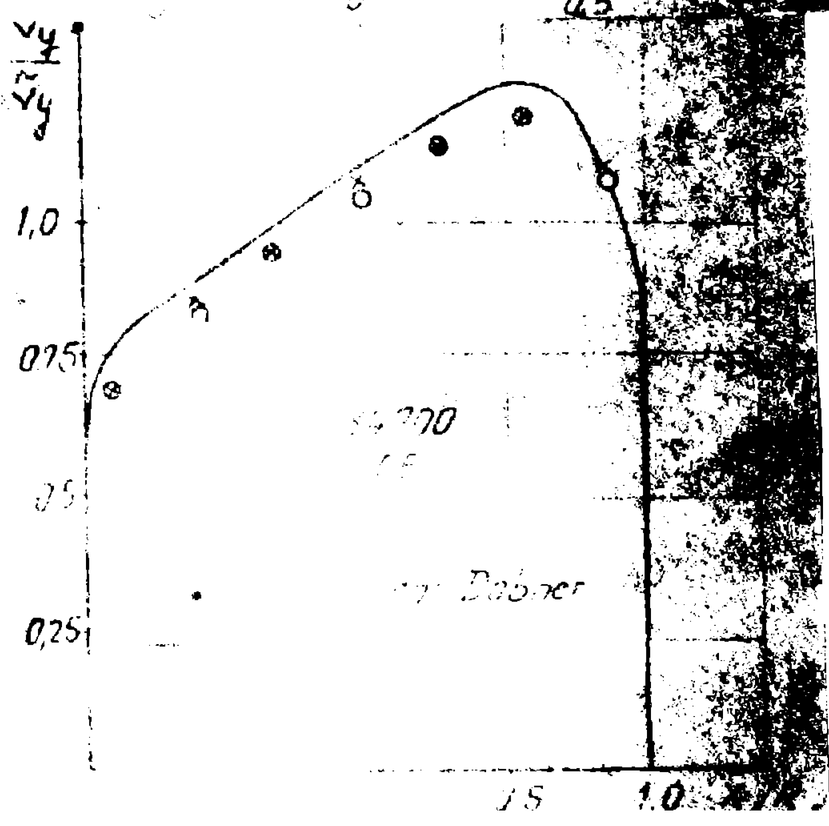


Fig. 3.11

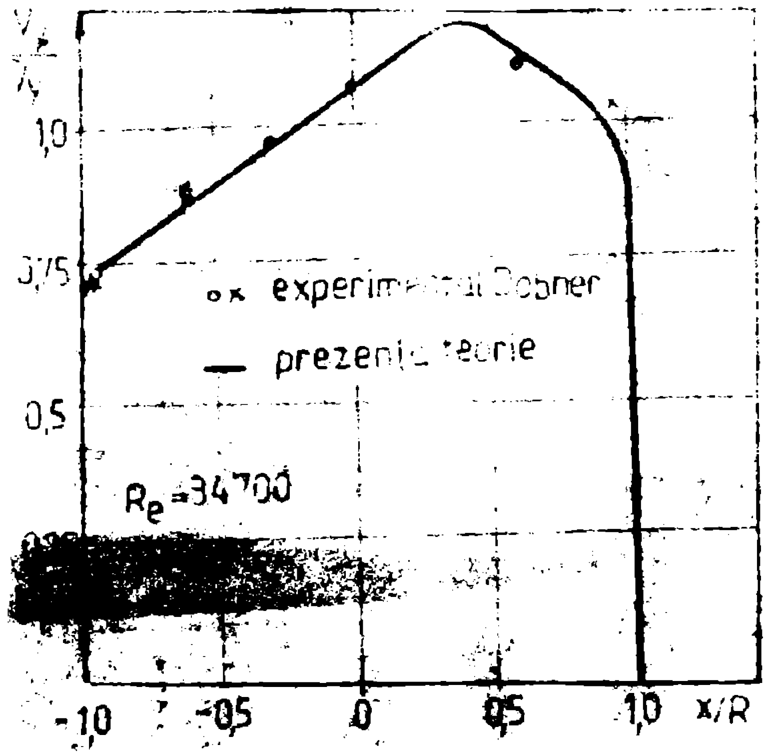


Fig. 3.12

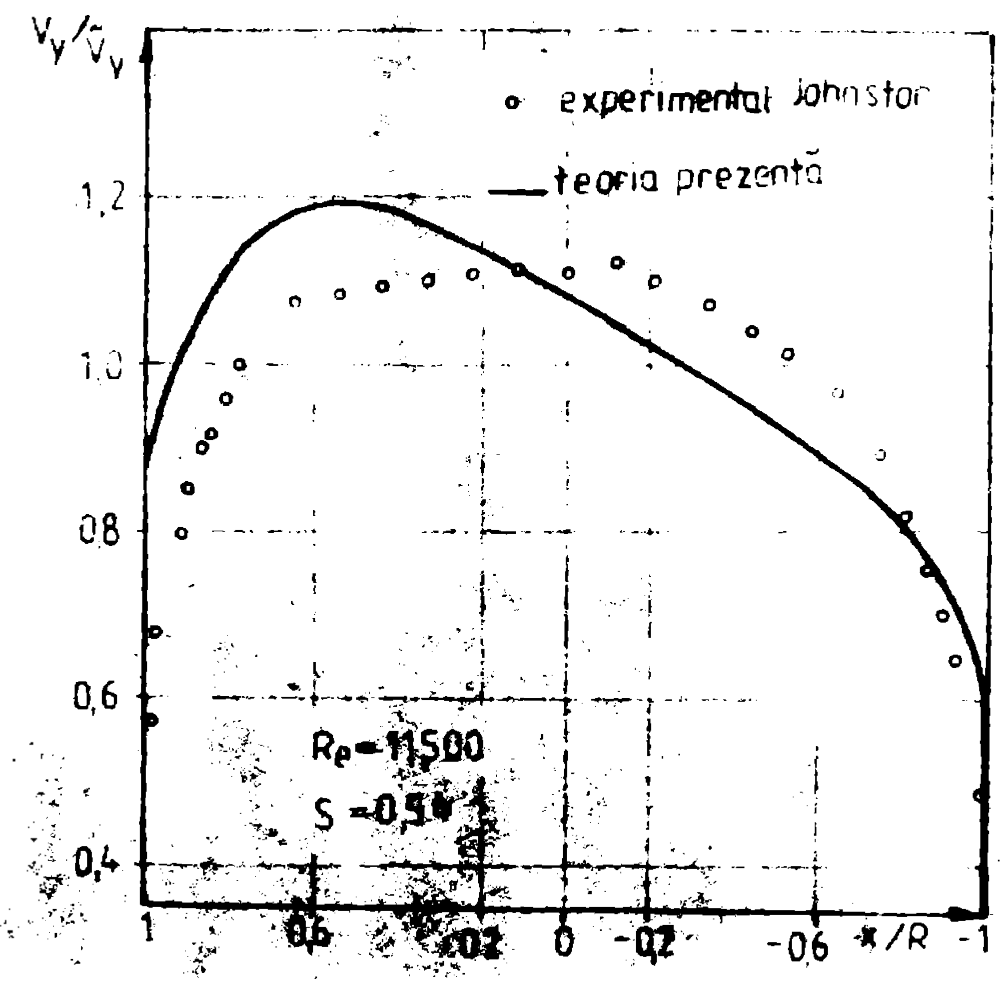
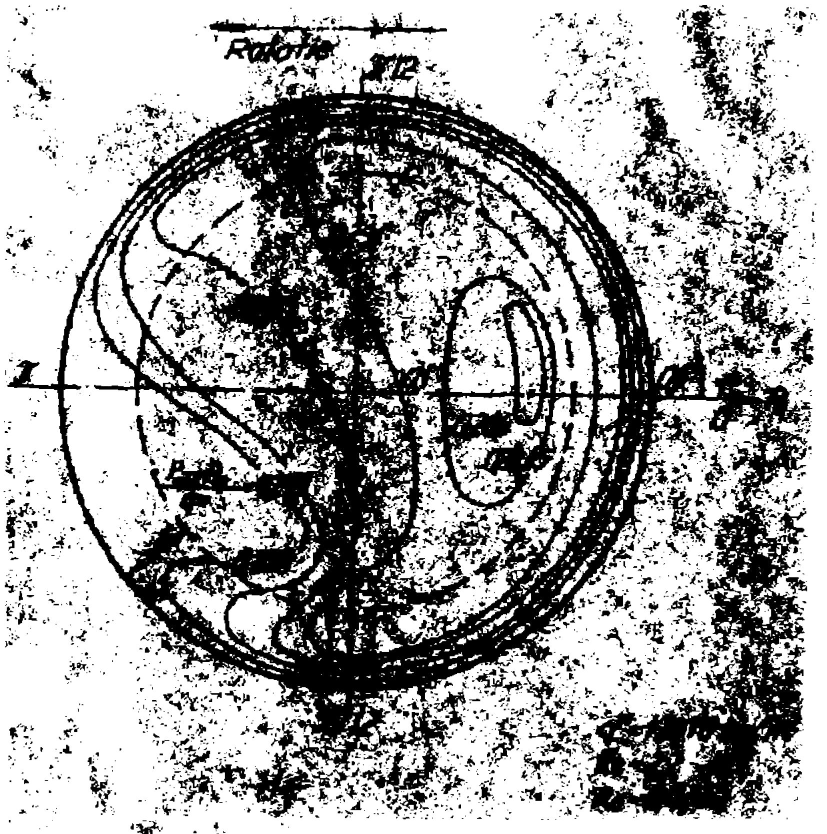


Fig. 3.13

Fig. 3.14



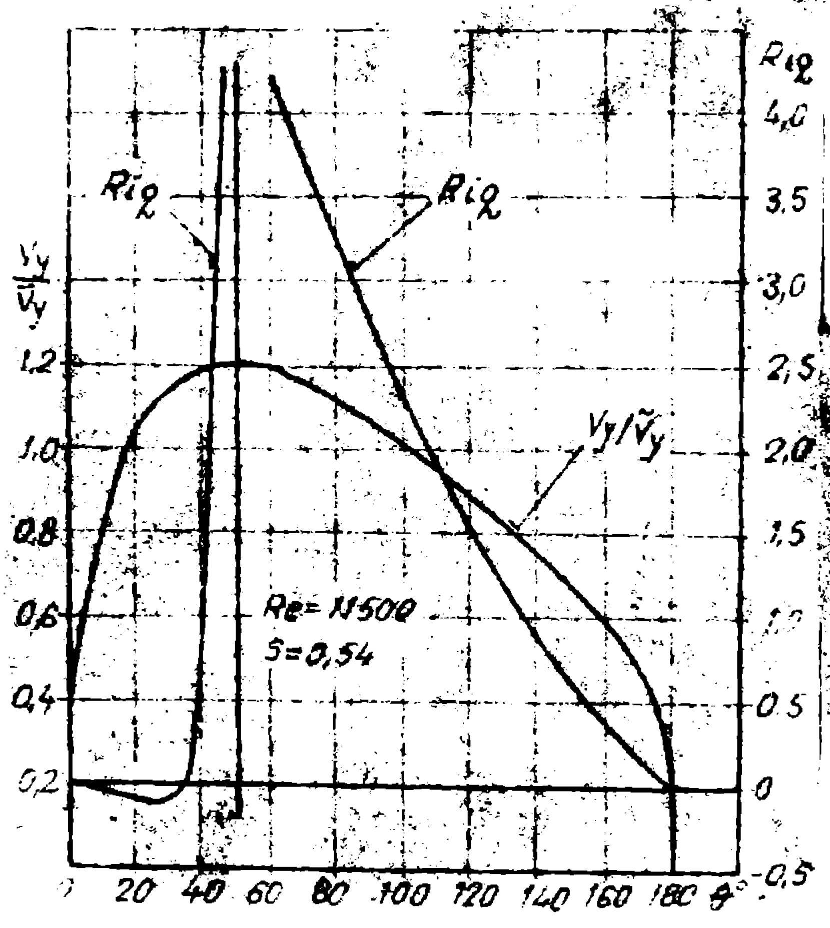


Fig. 3.15

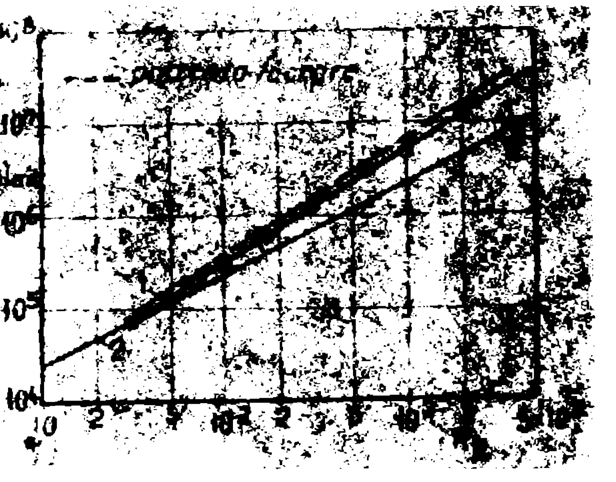


Fig. 3.16

Fig. 3.17

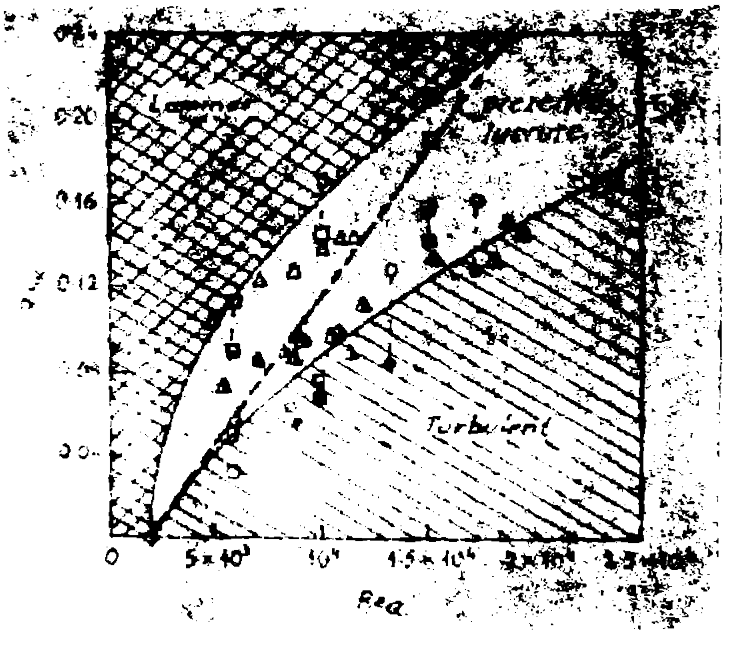
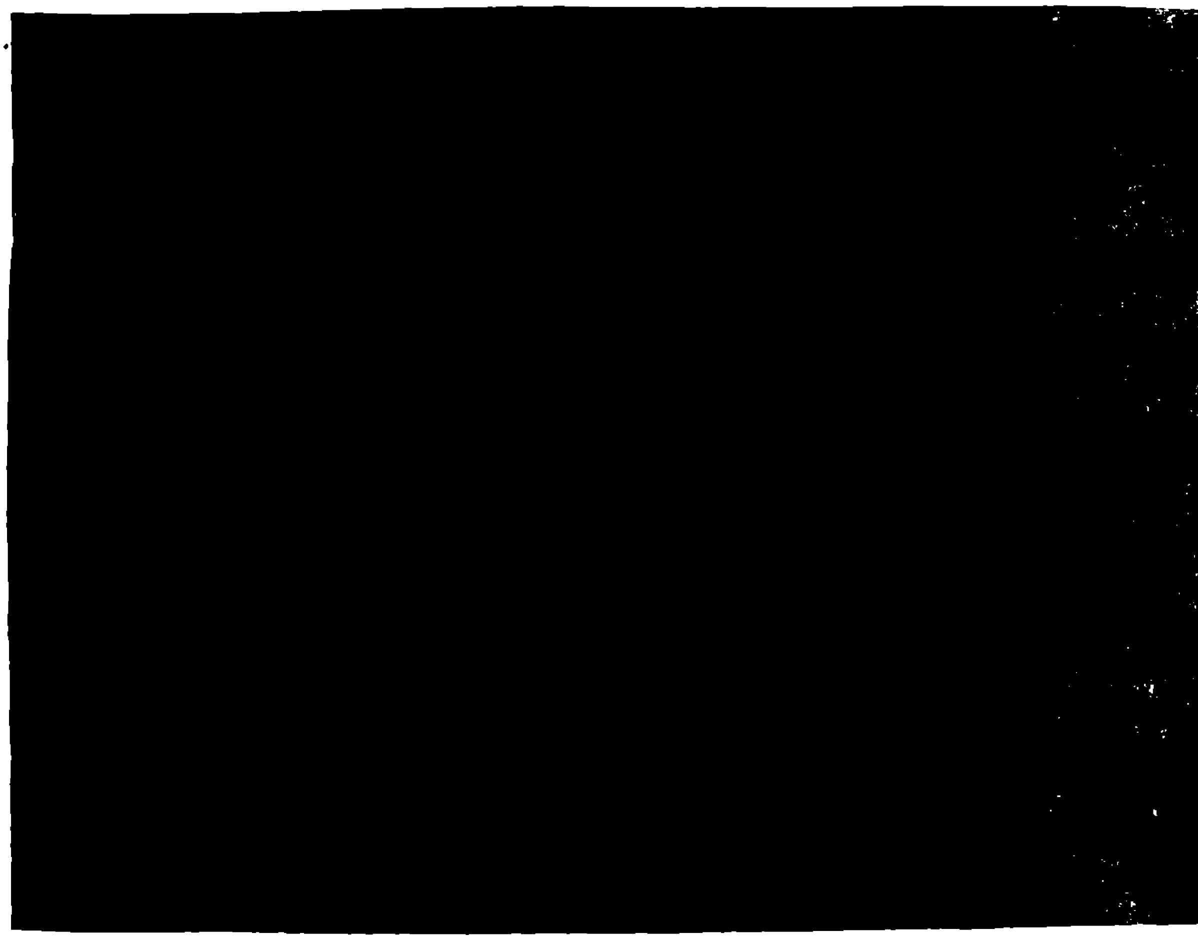


Fig.3.18



O vizibilă neconcordanță se remarcă comparînd datele teoriei prezente cu rezultatele experimentale ale lui Johnston /76/,dar aceste diferențe apar datorită faptului că,așa cum arată și Howard/63/ forma foarte îngustă a canalului dreptunghiular reduce mult influența mișcării secundare.

In legătură cu grosimea stratului limită, rezultatele prezentului calcul s-au comparat cu cele obținute de Kerpfer /58/ teoretic, fig.3.14,pentru $Re=2,2.10^5$ și $S=0,0332$.Rezultă:

	$\theta [°]$	0	90	180
$\frac{\delta}{R}$	Kerpfer	0,28	0,24	0,26
	Lucrarea de față	0,28	0,222	0,19

observîndu-se o bună concordanță.
Relația cu care s-a calculat δ/R este:

$$\delta/R = \bar{\delta}\, 2^{3/5} (S^2 Re)^{-1/5}\, \tilde{\nu}_{y/0}^{-1/5}$$

ceea ce arată că δ/R depinde de Re și S.
Să mai subliniem că ambele metode de calcul al tensiunii de forfecare au condus la rezultate apropiate diferența maximă dintre valorile pentru τ_{y_0} fiind neînsemnată.Totuși,a doua metodă prin introducerea numărului Richardson permite o aprofundare a curgerii turbulente și o înțelegere mai completă a fenomenului.In prezen-

în lucrare, metoda a doua utilizată a permis calculul numărului Richardson, care depinde atît de Re cît şi de S. Exemplificativ se prezintă în fig.3.15. valorile calculate pentru Ri_q la un număr Reynolds şi număr Strouhal date. Desigur, avînd în vedere că teoretic Ri_q a fost definit pentru stratul limită turbulent, valorile calculate vor fi valabile numai pentru curgerea de lîngă perete, spre centrul conductei numărul Ri_q tinzînd asimptotic spre infinit (asimptota apărînd în punctul unde avem un maxim al vitezei $v_\theta/\tilde{v}_y$) Se observă din figură că pe partea de suprapresiune a conductei ($\theta \ll 90^\circ$), $Ri_q < 0$, deci stratul limită turbulent este instabil şi turbulenţa creşte, cum se remarcă şi prin valorile ridicate ale grosimii stratului limită turbulent δ/R, iar pe partea de depresiune ($\theta \gg 90^\circ$), $Ri_q > 0$, deci stratul limită turbulent este stabil şi are loc o tendinţă de laminarizare (δ/R scade), aceste rezultate fiind în deplină concordanţă cu cele ale lui Johnston /76/.

Desigur, din calcule rezultă un punct ($\theta = 34^\circ$) pentru care $Ri_q = 0$, (zonă neutră), deşi experimental arată că există un domeniu mai larg neutru neelucidat încă, /76/. In privinţa valorilor cantitative, se remarcă lîngă perete că $Ri_q \in [\,0, -0,1\,]$, respectiv $Ri_q \in [\,0, +0,25\,]$, cea ce coincide întrucîtva cu valorile date de Johnston /76/, şi alţii /120/, /152/.

O confirmare suplimentară a corectitudinii şi generalităţii prezentei metode teoretice o constituie şi analiza tranziţiei de la regimul laminar la cel turbulent. Intersecţia curbelor teoretice $\lambda(Re)$ pentru curgerea laminară şi turbulentă, permite determinarea punctelor teoretice de tranziţie în funcţie de rotaţie, sau de numărul Strouhal (S). Comparaţia cu rezultatele experimentale din /72/, fig.3.16, /76/ fig.3.17, /34/ fig.3.18, a condus la o bună congruenţă, remarcîndu-se întîrzierea tranziţiei odată cu creşterea rotaţiei, avînd deci loc o stabilizare globală a curgerii sub efectele rotaţiei.

In prezenta lucrare s-a mai considerat că $\tau_{\theta_0} = \varepsilon \tau_{y_0}$ pentru a verifica modelul s-a calculat exemplificativ ε cu relaţia

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon}\, 2^{-1/2} S^{1/2} \tilde{v}_{y/0}^{1/2}$$

obţinîndu-se valorile:

S\Re	$2 \cdot 10^4$	10^5	3.10^5
0,01	0,056	0,058	0,059
0,05	0,134	0,136	0,1372
0,1	0,192	0,194	0,195

Comparînd aceste valori cu fig.3.19, 3.20 unde sînt reprezentate valorile experimentale ale lui Lakshminarayana /5/, /96/ se observă o foarte bună concordanţă.

Fig.3.19

Fig.3.20

Calculul coeficientului de pierdere λ_{RT} s-a făcut eficient, considerînd următoarele expresii preluarate din datele teoretice obţinute:

$$I_1 = -0{,}0077922\, S^2 + 0{,}034739\, S + 0{,}038067$$

$$I_2 = -0{,}0015383\, S^2 + 0{,}014999\, S + 0{,}79546$$

$$I_3 = -0{,}017857\, S^2 + 0{,}091964\, S + 0{,}1477$$

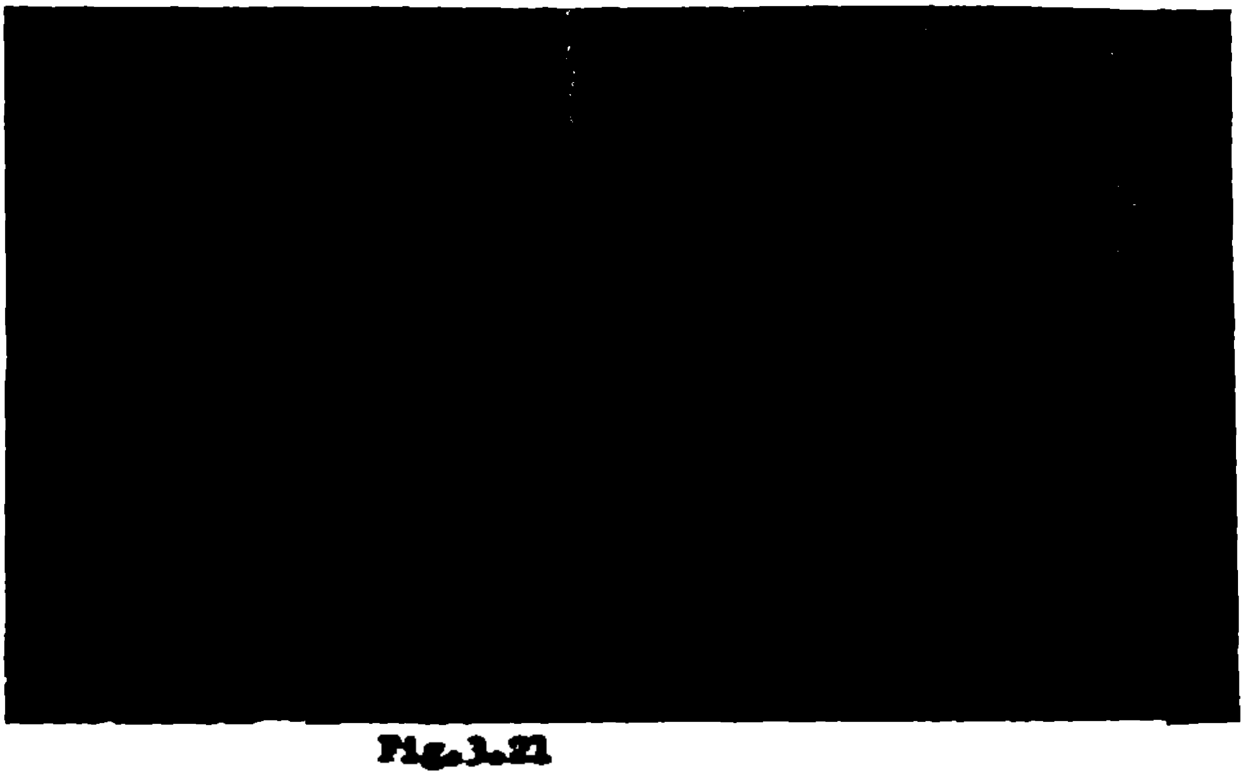


Fig.3.21

In fig.3.21 s-a reprezentat variaţia lui λ_{RT}, remarcîndu-se creşterea acesteia cu creşterea rotaţiei şi scăderea lui Re. Comparaţia cu experimentul, /72/ fig.3.22, /58/ fig.3.23, /34/ fig.3.24 şi /171/ fig.3.25, conduce la o suficient de bună congruenţă, validînd metoda.

Mai mult decît atît, rezultatele obţinute pot constitui o bază de plecare pentru estimarea pierderilor hidraulice în turbomaşini, cu menţiunea că nu se ţine cont de efectele curburii şi de difuzor. Aplicînd rezultatele la turbo transformatoare, în fig.3.26, 3.27 şi 3.28 se prezintă datele teoretice obţinute aici, comparativ cu cele

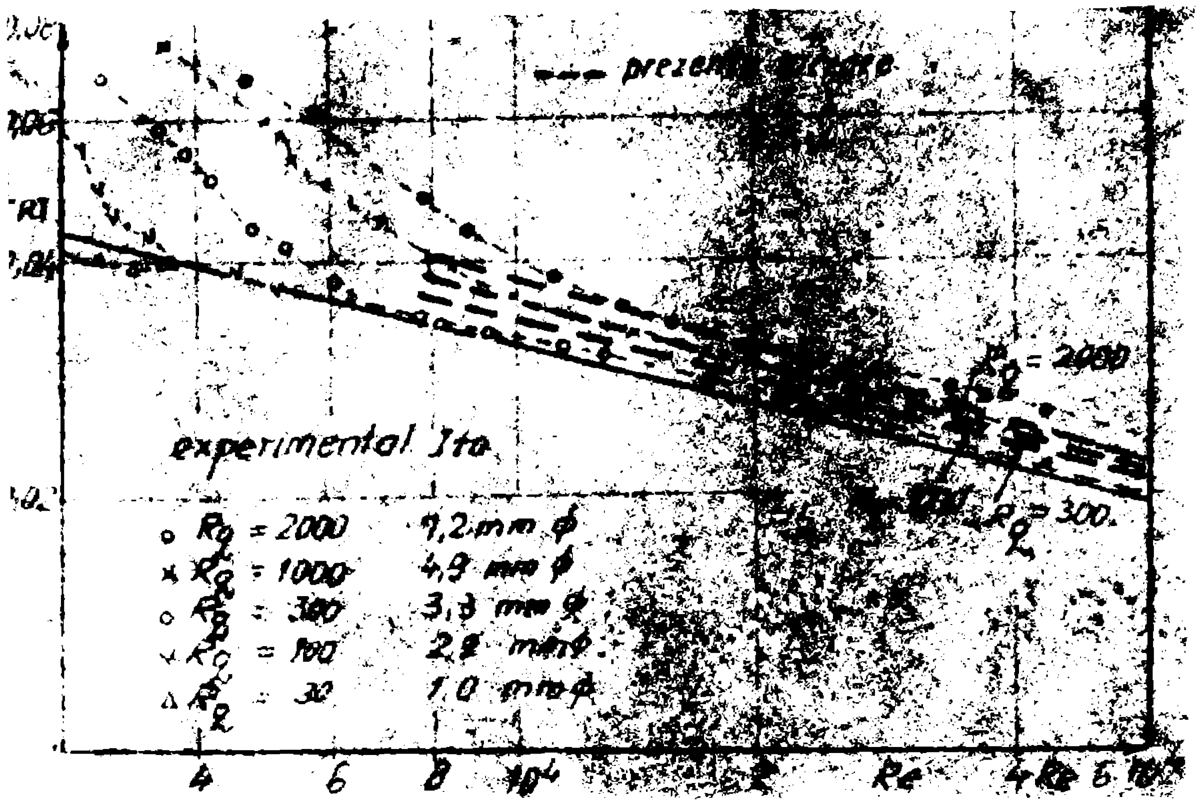
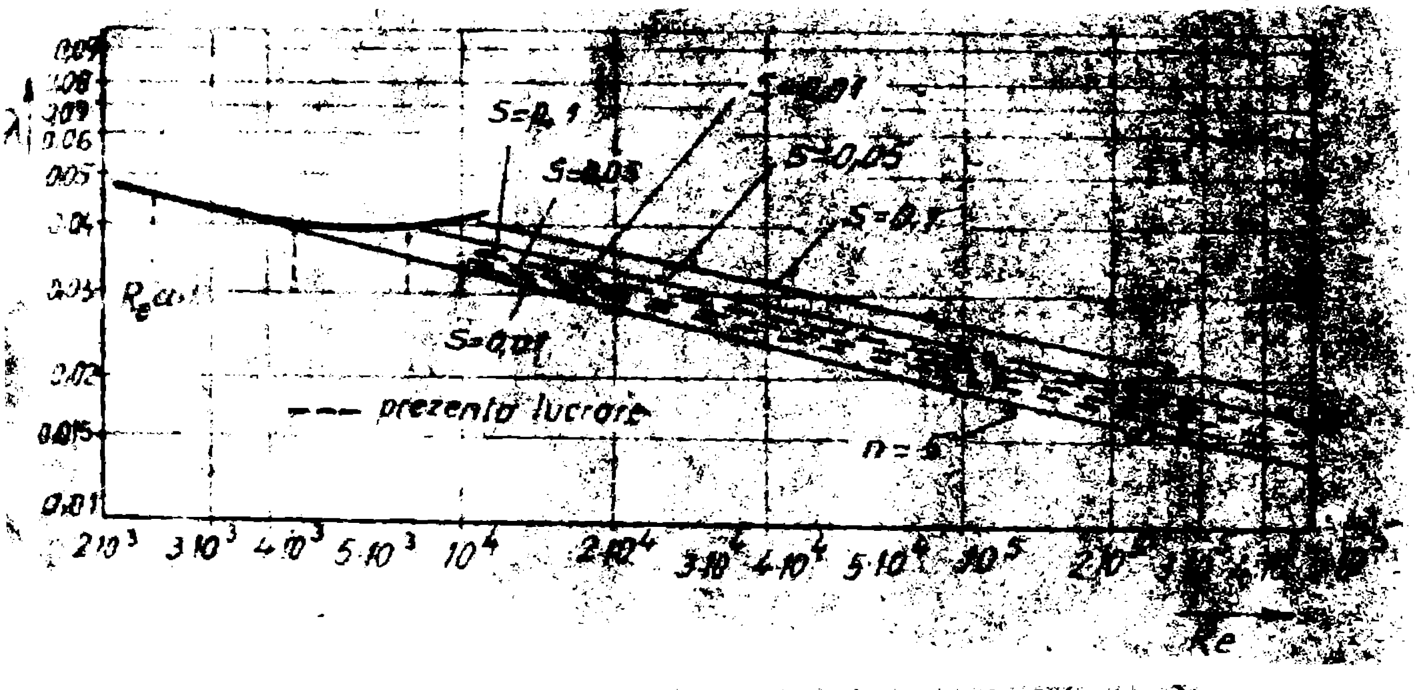


Fig. 3.22

Fig. 3.23



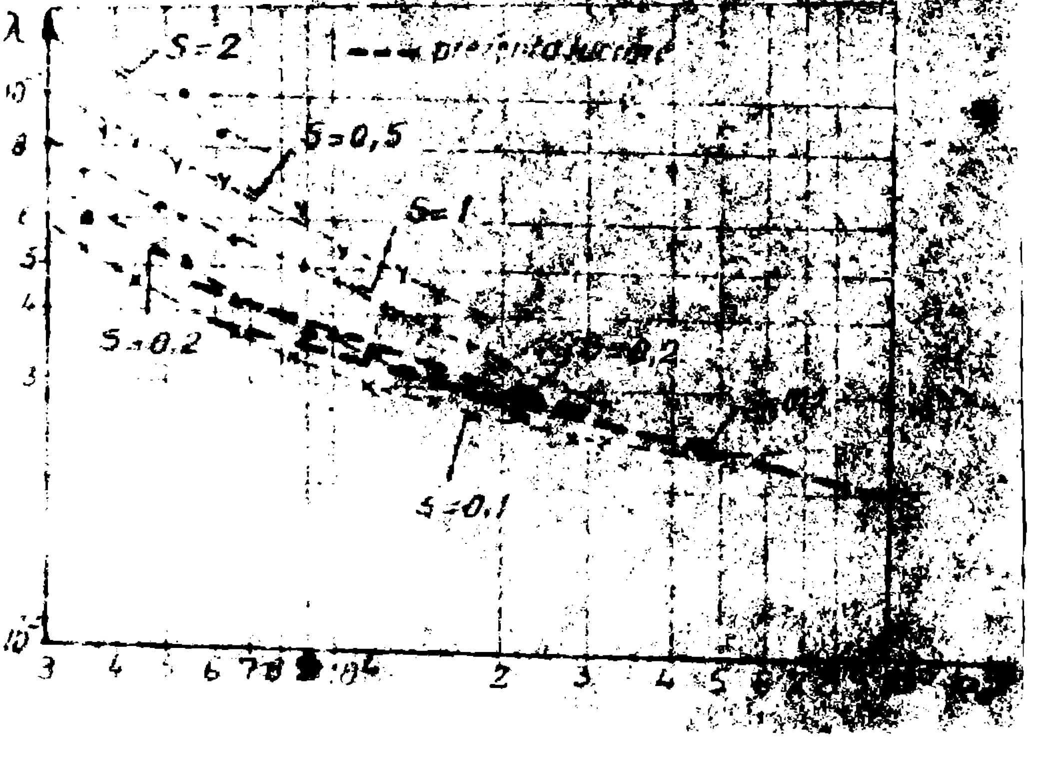


Fig. 3.24

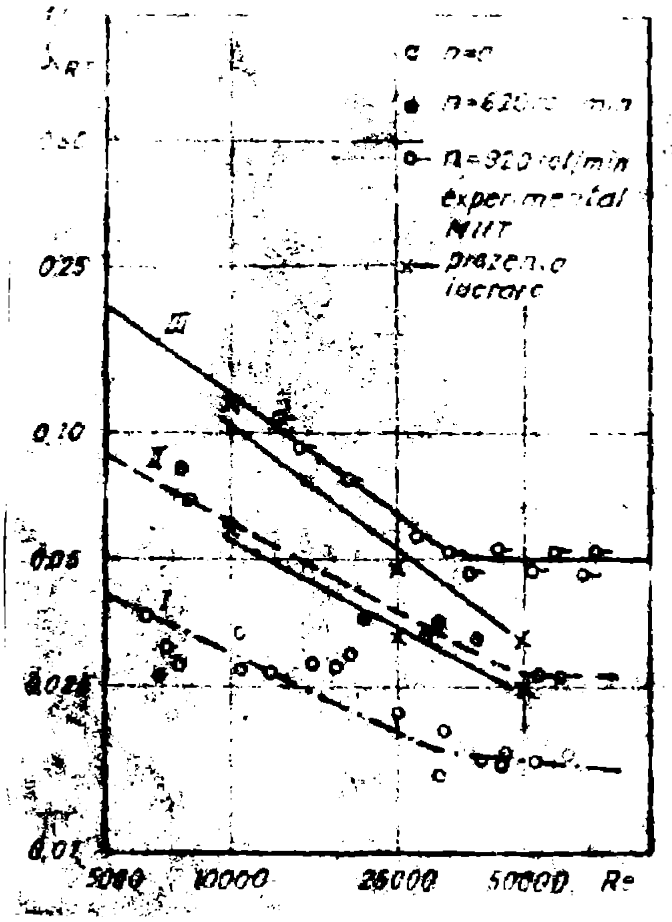


Fig. 3.25

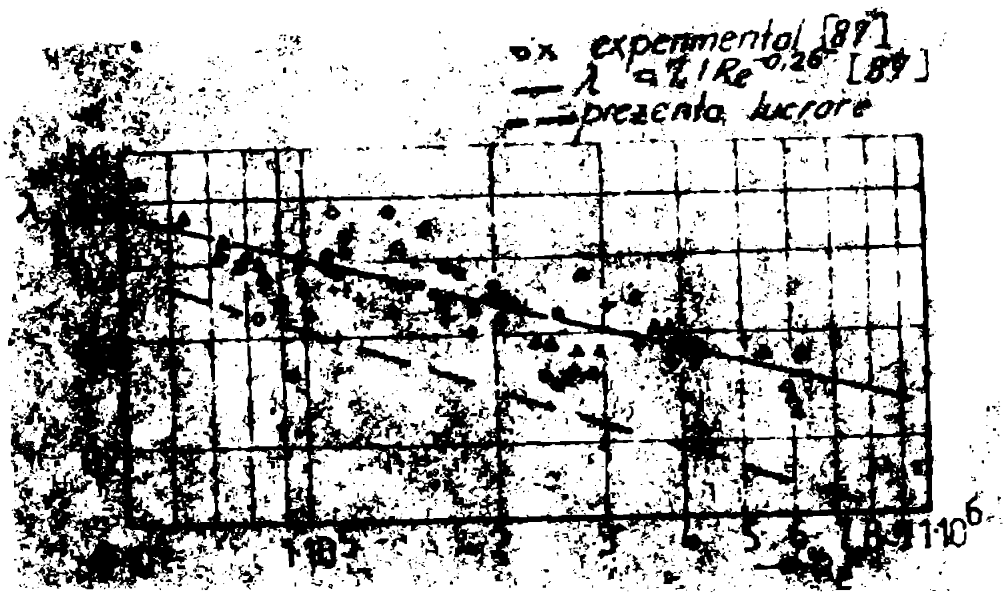


Fig. 3.26

Fig. 3.27

Fig.3.28

experimentale dobîndite de japonezul Tomo-O-Ishibara /87/ în teza de doctorat, la cercetarea experimentală a unor turbotransformatoare diferite, de tip Trilok în special. Se vede că datele sînt comparabile, dar această confruntare trebuie luată doar cu titlul informativ, datorită lipsei de informaţii precise legate de condiţiile încercărilor lui Tomo-O-Ishibara; relaţia empirică a acestuia a fost de altfel concepută numai în funcţie de numărul Reynolds, ceea ce limitează mult utilitatea ei.

3.2. Fenomenele hidraulice în conducte curbate fixe.

3.2.1. Curgerea în conducte curbate.

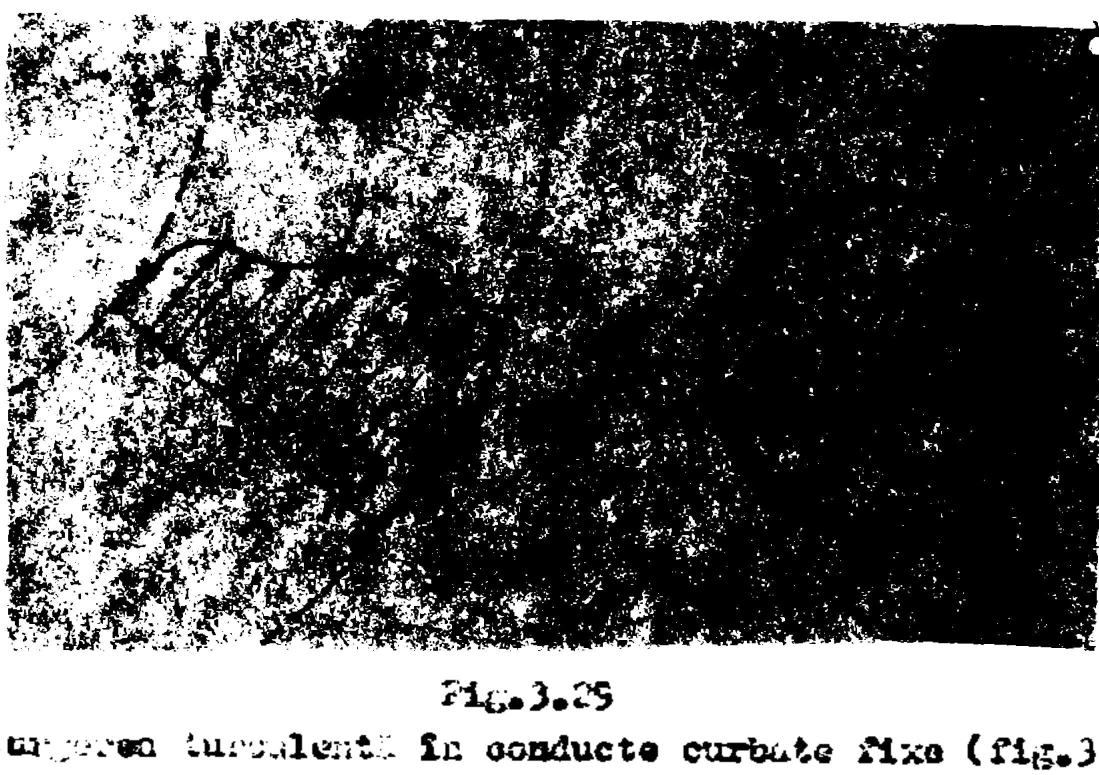


Fig.3.29

Curgerea turbulentă în conducte curbate fixe (fig.3.29) a preocupat lumea ştiinţifică de multă vreme şi mult înaintea studiului efectelor rotaţiei, căci cercetările asupra influenţei curburii erau mult mai necesitate, şi aşa cum Adler încă în 1934 a studiat curgerea laminară în conducte curbate, Ito /73/ în 1956 a abordat complexa problemă a curgerii turbulente, realizînd atît o cercetare experimentală (fig.3.30 şi 3.31), cît şi un model matematic

Fig. 3.30

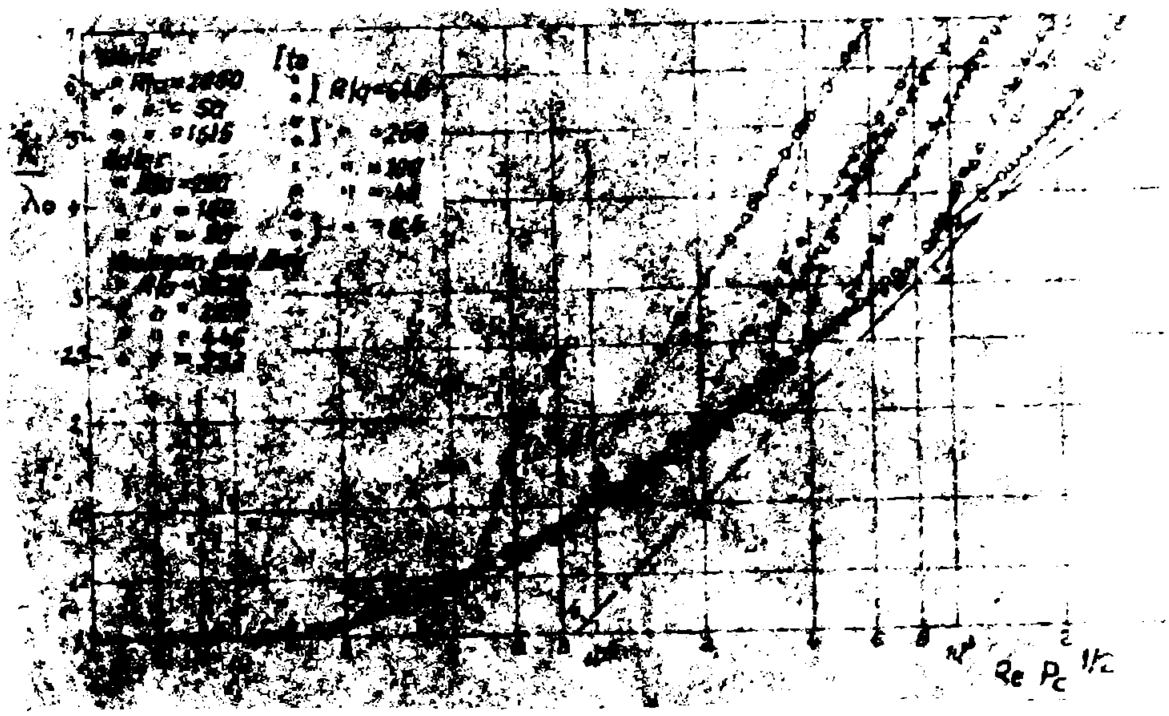


Fig. 3.31

similar cu cel al lui Adler,şi care a rămas în continuare o metodă de calcul exemplară.

In 1963,Rowe încearcă să obţină experimental imaginea turbulenţei şi a mişcării secundare (fig.3.32,3.33),propunînd un model al acesteia (fig.3.34),/27/,fără a reuşi clarificarea problemei.

Fig.3.32

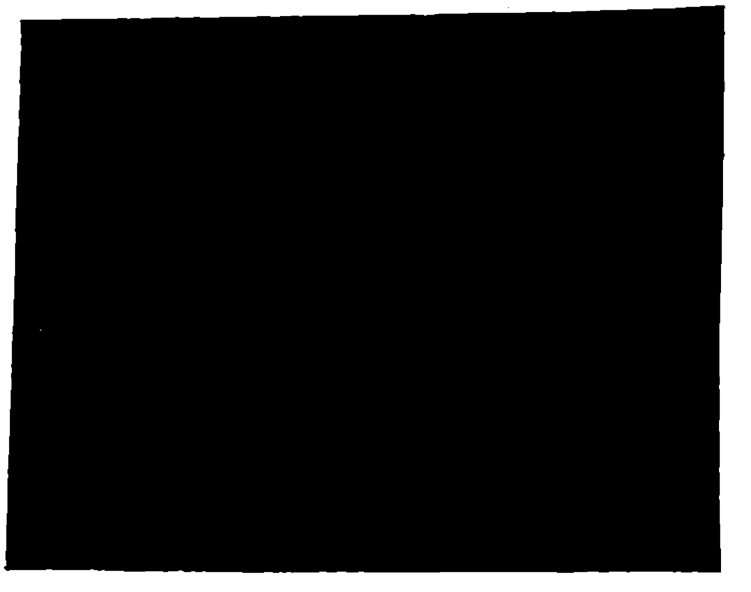


Fig.3.33

Fig.3.34

Cel care însă a fundamentat teoretic curgerea în canale curbate a fost Bradshaw,care arată că o curbare a liniilor de curent modifică tensiunile Reynolds aproximativ de zece ori mai mult decît tensiunile viscoase,ceea ce permite pe baza rezultatelor lui Thomann să se considere o relaţie de forma:

$$1+10\,\frac{\partial V}{\partial y}\Big/\frac{\partial U}{\partial y}$$

pentru creşterea tensiunilor turbulente,numai că aceasta este cu totul particulară şi atunci Bradshaw /23/ propune expresia:

$$1+10\,\frac{e}{\partial U/\partial y}$$

unde numărul 10 nu este o constantă universală,dar datorită neştiinţei se poate folosi global.Cît despre "e",acesta se poate defini aşa:

-divergenţă normală: $e=\partial V/\partial y$

-curbură: $e=-U/R_c$

-rotaţie: $e=q$

Expresia generală va fi: $F=1+\alpha\frac{e}{\partial U/\partial y}$,unde α variază de la caz la caz;astfel se poate introduce fluxul numărului Richardson R_f,şi gradientul numărului Richardson,Ri_g,care de-a lungul liniei de curent curbate,,s"are variaţia din fig.3.35.,în funcţie de el determinîndu-se lungimea de amestec,fig.3.36.

Aceste consideraţii arată că determinarea pierderilor hidraulice în conducte curbate nu înseamnă o simplă însumare a pierderilor longitudinale şi a celor datorate mişcării secundare,cum face de pildă Kruger /92/,fig.3.37,ci presupune o implicare în profunzimea fenomenului,aşa cum fac So şi Mellor /152/ care verifică experimental criteriul Richardson propus de Bradshaw,fig.3.38

Revăzînd cele spuse pînă aici, se poate concluziona că metoda generală elaborată în prezenta lucrare se poate aplica şi în cazul de faţă.

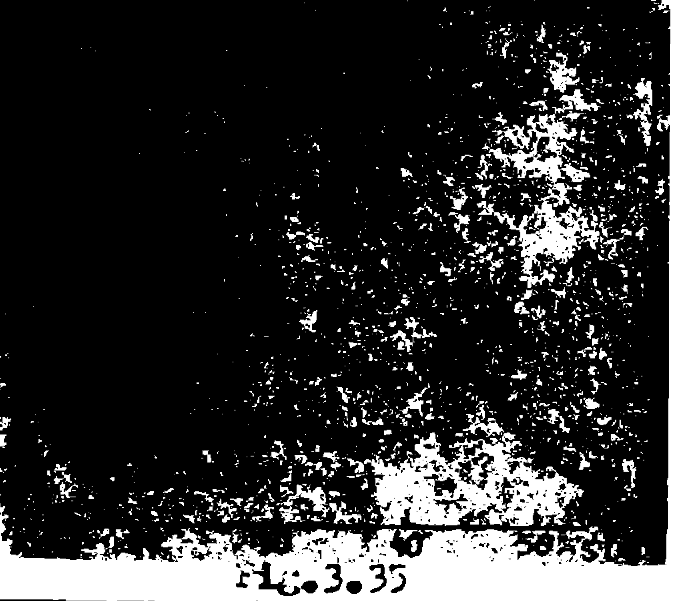


Fig.3.35

Fig. 3.36

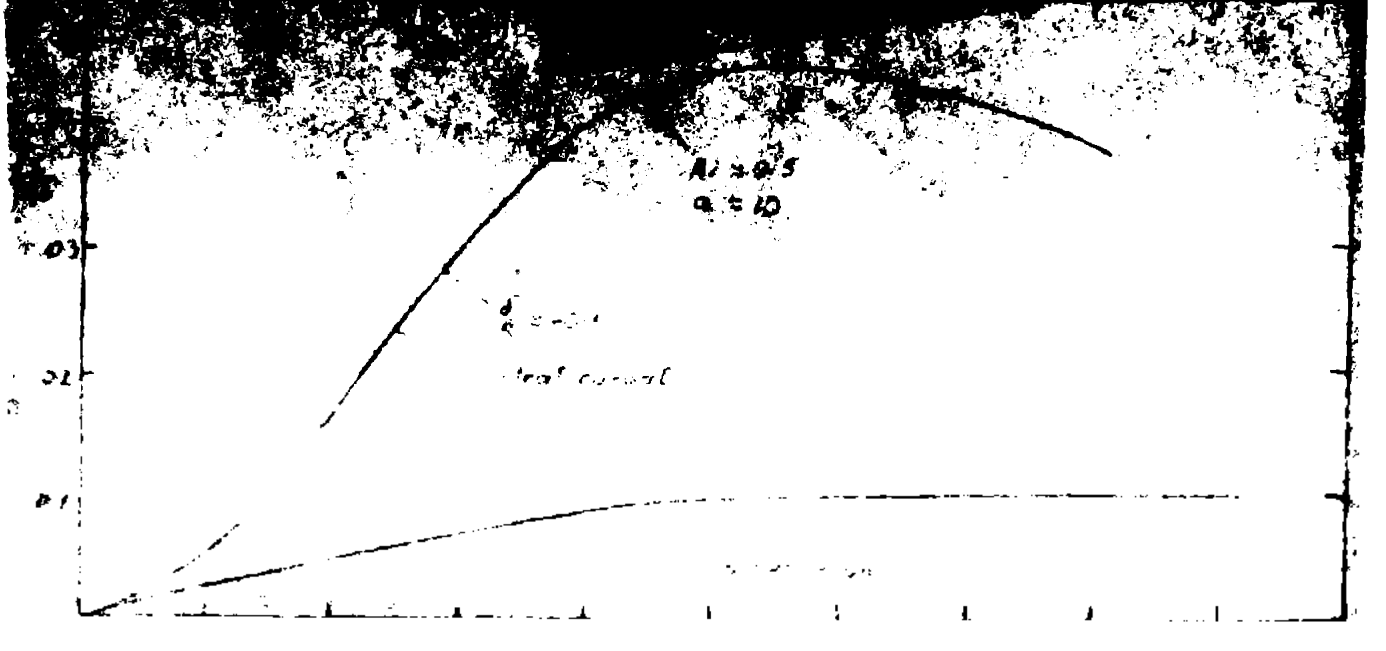


Fig. 3.37

Fig. 3.38

3.2.2. Ecuaţiile de mişcare Reynolds.

In cazul reperului inerţial şi considerînd curgerea turbulentă în conducta curbată expresia ecuaţiilor va fi:

$$\bar{V}_x \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \frac{R_c}{R_c+x}\bar{V}_y \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial y} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial z} - \frac{\bar{V}_y^2}{R_c+x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{R_c}{R_c+x}\frac{\partial \overline{V_y' V_x'}}{\partial y} -$$
$$- \frac{\partial \overline{V_x'^2}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{V_x' V_z'}}{\partial z} + \frac{1}{R_c+x}\left(\overline{V_y'^2} - \overline{V_x'^2}\right) + \nu\left[\frac{\partial^2 \bar{V}_x}{\partial x^2} + \frac{R_c^2}{(R_c+x)^2}\frac{\partial^2 \bar{V}_x}{\partial y^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{\partial^2 \bar{V}_x}{\partial z^2} + \frac{1}{R_c+x}\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} - \frac{\bar{V}_x}{(R_c+x)^2} - \frac{2R_c}{(R_c+x)^2}\frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y}\right] \tag{3.38}$$

$$\bar{V}_x \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial x} + \frac{R_c}{R_c+x}\bar{V}_y \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial z} + \frac{\bar{V}_x \cdot \bar{V}_y}{R_c+x} = -\frac{R_c}{R_c+x}\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} -$$
$$- \frac{R_c}{R_c+x}\frac{\partial \overline{V_y'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{V_y' V_x'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{V_y' V_z'}}{\partial z} - 2\frac{\overline{V_y' V_x'}}{R_c+y} + \nu\left[\frac{R_c^2}{(R_c+x)^2}\frac{\partial^2 \bar{V}_y}{\partial y^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{\partial^2 \bar{V}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{V}_y}{\partial z^2} + \frac{1}{R_c+x}\frac{\partial \bar{V}_y}{\partial x} - \frac{\bar{V}_y}{(R_c+x)^2} + \frac{2R_c}{(R_c+x)^2}\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial y}\right] \tag{3.39}$$

$$\bar{V}_x \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial x} + \frac{R_c}{R_c+x}\bar{V}_y \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial y} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{R_c}{R_c+x}\frac{\partial \overline{V_y' V_z'}}{\partial y} -$$
$$- \frac{\partial \overline{V_x' V_z'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{V_z'^2}}{\partial z} - \frac{\overline{V_x' V_z'}}{R_c+x} + \nu\left[\frac{R_c^2}{(R_c+x)^2}\frac{\partial^2 \bar{V}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{V}_z}{\partial x^2} + \right.$$
$$\left. + \frac{\partial^2 \bar{V}_z}{\partial z^2} + \frac{1}{R_c+x}\frac{\partial \bar{V}_z}{\partial x}\right] \tag{3.40}$$

3.2.3. Ecuaţiile stratului limită.

Ipoteze de calcul:a)conducta este perfect netedă;b)mişcarea fluidului este permanentă;c)fluidul este incompresibil;d)se admite continuitatea mişcării secundare;e)curbura conductei este suficient de lină şi constantă;f)curgerea turbulentă este deplin desvoltată; g)curgerea se divide formal în două:un strat limită la perete,unde se concentrează turbulenţa şi viscozitatea şi are loc mişcarea secundară (experimentele făcute de Saph şi Schoder /68/,fig.3.39 confirmă ipoteza) şi un nucleu potenţial.

Procedînd identic ca şi în cazul curgerii turbulente în conducte rotitoare,3.1.,ecuaţiile de mişcare Reynolds s-au adaptat stratului limită,obţinîndu-se în final ecuaţiile integrale:

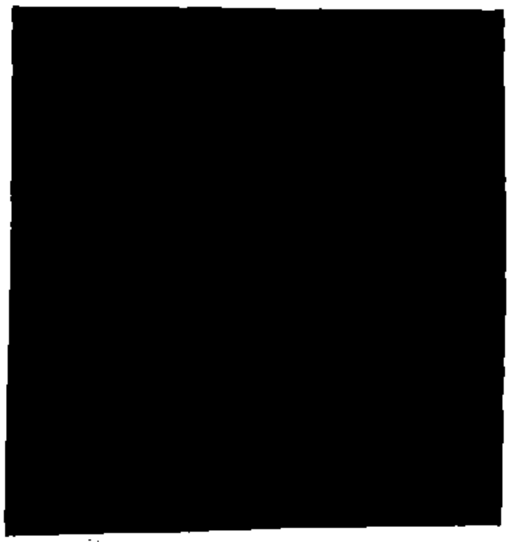


Fig.3.39

$$-\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z^2\, d\xi + \frac{\sin\theta}{R_c}\int_0^\delta \left[(V_y)_\delta^2 - V_y^2\right] d\xi = \frac{\tau_{\theta_0}}{\rho} \qquad (3.41)$$

$$-\frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z V_y\, d\xi + (V_y)_\delta \frac{1}{R}\frac{d}{d\theta}\int_0^\delta V_z\, d\xi = \frac{\tau_{y_0}}{\rho} \qquad (3.42)$$

$$\frac{d(V_y)_\delta}{d\theta} = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right) R^2 \sin^2\theta}{\rho \int_0^\delta V_z\, d\xi} \qquad \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{2}{\pi R}\int_0^\pi \tau_{y_0}\, d\theta \qquad (3.43)$$

Soluţionarea ecuaţiilor necesită explicitarea vitezelor şi a tensiunii la perete.

Viteza axială se exprimă:

$$V_y = (V_y)_\delta\, \eta^{1/n}$$

Viteza tangenţială este:

$$V_z = \varepsilon (V_y)_\delta\, \eta^{1/n} (1-\eta)^2$$

Tensiunea de forfecare se exprimă în două moduri, similar cu 3.1.

-după /96/ :

$$\tau_{y_0} = k_1 \rho (V_y)_\delta^{9/4} \nu^{1/4} \left[\int_0^\delta V_y\left[(V_y)_\delta - V_y\right] d\xi\right]^{-1/4}, \quad k_1 = 0{,}01255$$

se observă că K_1=0,01255 concordă cu datele lui Ito /68/,/70/, la care K_1=0,0225/$\sqrt{1+K^2}$

-după Bradshaw /23/, Johnston /75/, Parsons /120/, So-Mellor /152/:

$$\tau_{y_0} = \rho k_2 (\delta/R)^{-1/4} (V_y)_\delta^2 (1-\beta_c R_{ic})^2, \quad \beta_c = 7 \ (\text{convex}), \quad \beta_c = 4{,}5 \ (\text{concav})$$

unde :

$$R_{ic} = -2\left(\frac{V_y}{R_c}\right)\Big/\left(\frac{\partial V_y}{\partial \xi}\right) = 2\,\frac{V_y}{R_c}\,\frac{-1}{\frac{1}{\rho\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(V_y)}$$

sau :

$$R_{ic} = -\frac{2 P_c \sin\theta}{\frac{\partial}{\partial\theta}(V_y/\tilde{V}_y)}(V_y/\tilde{V}_y), \quad \text{iar} \quad \tau_{\theta_0} = \varepsilon\, \tau_{y_0}$$

Se utilizează coeficienţii adimensionali:

$$(v_y)_\delta = (\bar{v}_y)_\delta (v_y)_{\delta,\theta_0}$$
$$\varepsilon = \bar{\varepsilon}\, P_c^{1/2} \qquad (3.42)$$
$$\delta = \bar{\delta} \left(\frac{R R_c \nu^{1/2}}{(v_y)^{1/2}_{\delta,\theta_0}} \right)^{2/5}$$

Ecuaţiile integrale devin:

$$-\frac{d}{d\theta}\left[k_2 \bar{\varepsilon}^2 (\bar{v}_y)^2_\delta \bar{\delta}\right] + k_3 \sin\theta (\bar{v}_y)^2_\delta \bar{\delta} = k_1 k_4 \bar{\varepsilon} (\bar{v}_y)^{7/4}_\delta \bar{\delta}^{-1/4} \qquad (3.43)$$

$$(\bar{v}_y)_\delta \frac{d}{d\theta}\left[k_5 \bar{\varepsilon} (\bar{v}_y)_\delta \bar{\delta}\right] - \frac{d}{d\theta}\left[k_6 (\bar{v}_y)^2_\delta \bar{\delta} \bar{\varepsilon}\right] = k_1 k_4 (\bar{v}_y)^{7/4}_\delta \bar{\delta}^{-1/4} \qquad (3.44)$$

$$\frac{d(\bar{v}_y)_\delta}{d\theta} = - \frac{\frac{2}{\pi} k_1 k_4 \int_0^{\pi} (\bar{v}_y)^{7/4}_\delta \bar{\delta}^{-1/4} d\theta \sin^2\theta}{k_5 (\bar{v}_y)_\delta \bar{\delta} \bar{\varepsilon}} = - \frac{I_1 \sin^2\theta}{(\bar{v}_y)_\delta \bar{\delta} \bar{\varepsilon} k_5} \qquad (3.45)$$

unde $I_1 = \frac{2}{\pi} k_1 k_4 \int_0^{\pi} (\bar{v}_y)^{7/4}_\delta \bar{\delta}^{-1/4} d\theta$

3.2.4. Coeficientul de pierdere λ_{cT}.

Din expresia vitezei medii, rezultă:

$$\tilde{v}_{y/0} = I_2 - I_3 D^{-1/5} P_c^{-3/10} \tilde{v}_{y/0}^{1/5} \qquad (3.46)$$

unde: $I_2 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} (\bar{v}_y)_\delta \sin^2\theta \, d\theta$; $I_3 = \frac{2^{-9/5}}{\pi} \int_0^{\pi} (\bar{v}_y)_\delta \bar{\delta}\, d\theta$; $D = Re\, P_c^{1/2}$

Coeficientul λ_{cT} are expresia generală:

$$\lambda_{cT} = - \frac{4R}{\tilde{v}_y^2} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$$

de unde:

$$\lambda_{cT} = 2^{11/5} I_1 D^{-1/5} P_c^{1/5} \tilde{v}_{y/0}^{-9/5} \qquad (3.47)$$

3.2.5.Rezultate numerice

Rezolvarea ecuaţiilor integrale au condus la determinarea mărimilor:

I_1= 0,0485

I_2= 0,792 I_3= 0,11

In fig.3.40 se prezintă variaţia lui $\lambda_{cr} = f(Re, P_c)$ obţinută din calcul. Verificarea rezultatelor s-a făcut comparîndu-le cu date

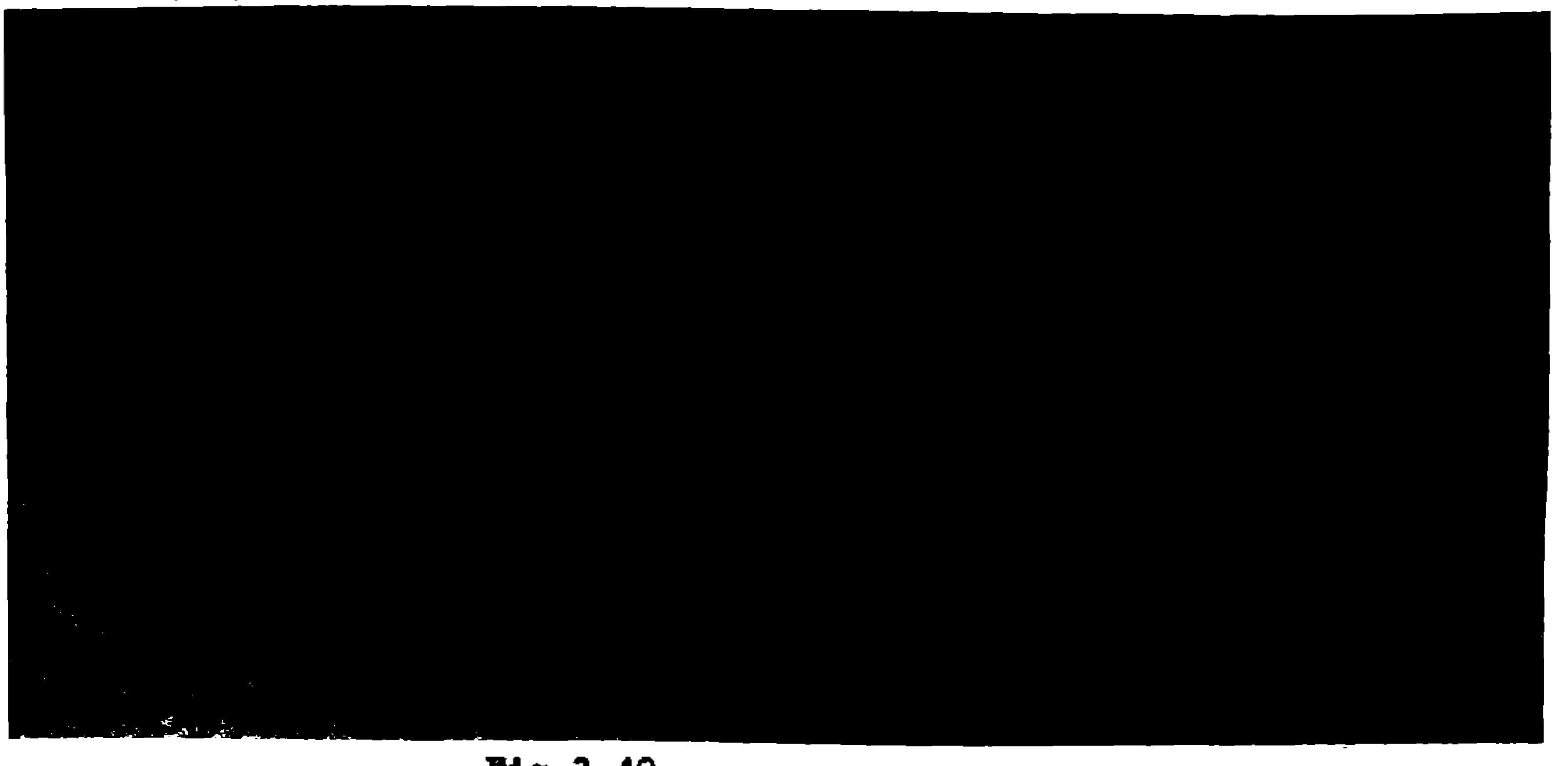


Fig.3.40

experimentale din literatura de specialitate (vezi fig.2.26,2.27 2.28,2.29,2.31); se remarcă o bună concordanţă, ca şi în cazul comparării cu /68/, fig.3.41, 3.42

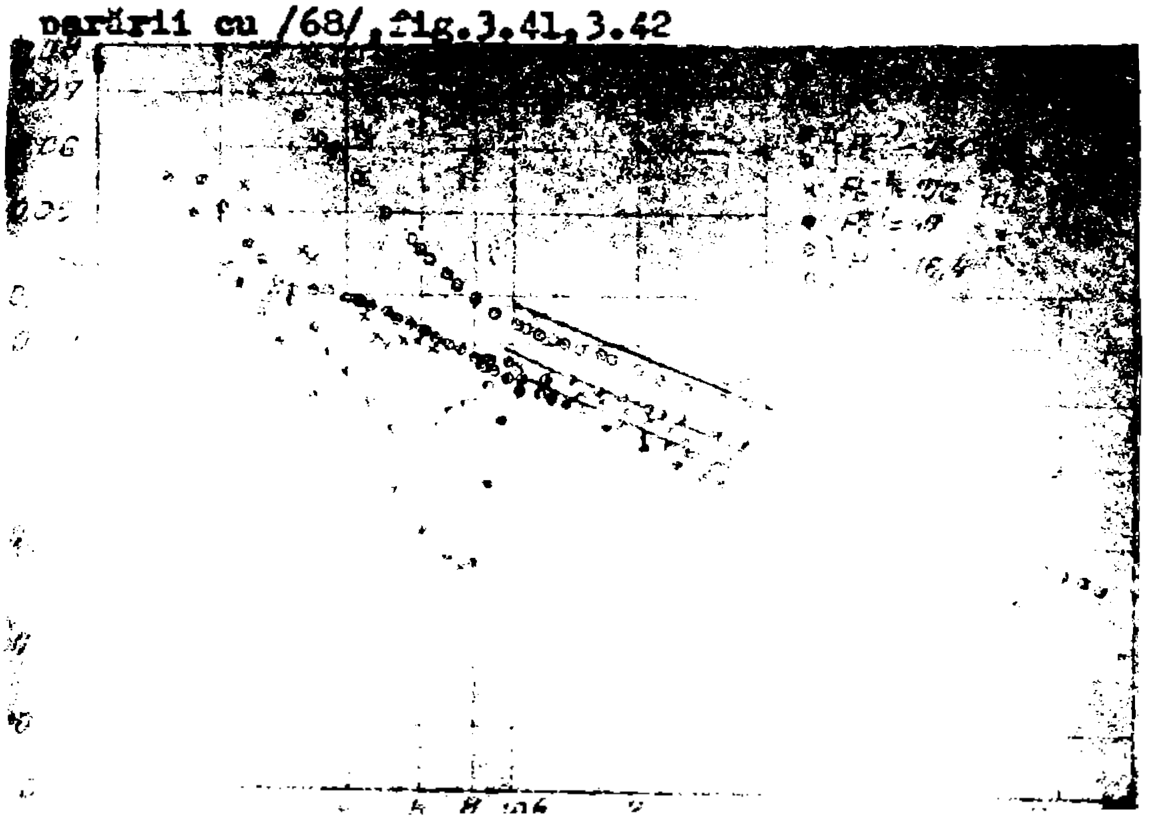


Fig.3.41

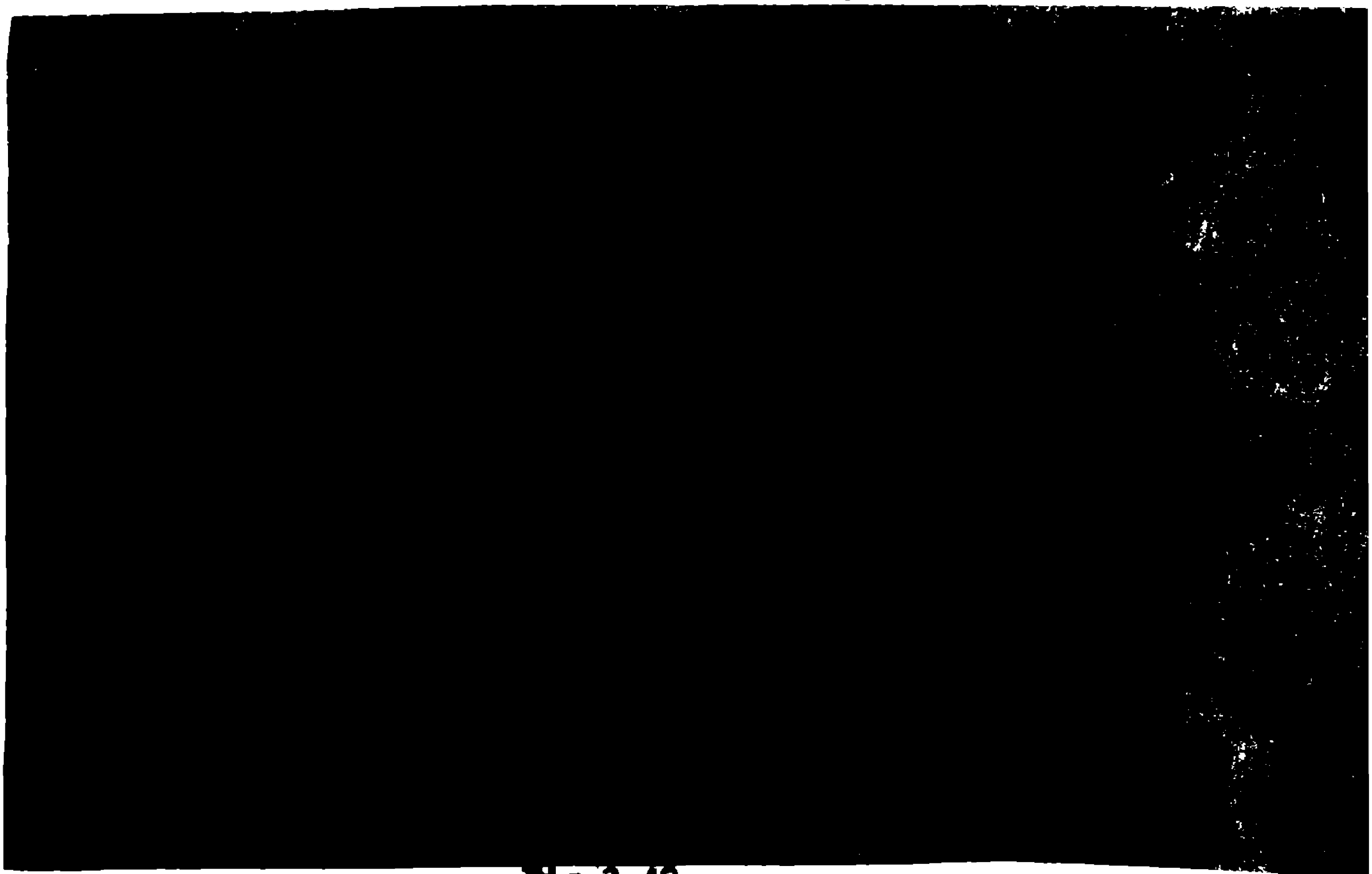


Fig.3.42

Ca şi în paragraful 3.1, s-a calculat numărul Richardson, obţinîndu-se pentru partea de suprapresiune a conductei ($\theta \ll 90^\circ$), lîngă perete $Ri_c \in [0, -0,12]$, cea ce reprezintă o instabilitate /75/. Pe partea de depresiune a conductei ($\theta \gg 90^\circ$), se obţine $Ri_c \in [0, +0,28]$ în deplină concordanţă cu valorile din/152/ avînd ca efect o stabilizare a turbulenţei.

In fig.3.43 se prezintă comparativ cu /68/ variaţia tranziţiei de la regimul laminar la regimul turbulent în funcţie de numărul Dean (D= Re $P_e^{1/2}$) Prin intersecţia curbelor teoretice obţinute în prezenta lucrare, $\lambda_c = f(Re)$ laminar şi $\lambda_{cT} = f(Re)$ turbulent, la diferite valori ale curburii s-au obţinut punctele teoretice de tranziţie, remarcîndu-se că, odată cu creşterea curburii, datorită efectelor stabilizatoare, se întîrzie tranziţia. Buna concordanţă cu valorile experimentale sugerează în plus, viabilitatea şi funcţionalitatea metodei prezente.

Fig.3.43

3.3-Debitmetrul cot.

Metoda elaborată şi prezentată mai sus, oferă diverse posibilităţi aplicative, dintre acestea o aplicaţie imediată reprezentînd-o calculul debitului cu metoda cotului.

Metoda cotului de măsurare a debitului este o metodă cunoscută, dar care adesea în literatura de specialitate a primit o justificare teoretică necorespunzătoare, în sensul că nu se ţine cont de mişcarea secundară ce apare datorită forţelor centrifuge. Neglijarea curgerii secundare, cum se procedează în /170/, unde se utilizează legea ariilor, conduce la obţinerea unor repartiţii de viteze total eronate, chiar contrarii distribuţiilor reale ale vitezei.

Un mare pas înainte este făcut în /69/, unde pentru regimul laminar, în ipoteza ajutătoare că raza de curbură este foarte mare, se obţine coeficientul de debit teoretic. Avînd în vedere limitele modelului /69/ se propune în continuare pe baza rezultatelor anterioare o metodologie generală de calcul al coeficientului de debit, φ, indiferent de regimul de curgere şi de valoarea curburii.

3.3.1. Regimul laminar.

Fig.3.44

Considerînd rezultatele obţinute în 2.2. se poate scrie:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \theta}\right)_\delta = -\rho \frac{R}{R_c} (v_y)_\delta^2 \sin\theta \qquad (3.48)$$

Considerînd prizele de presiune 1 şi 2 (fig.3.44) se poate integra şi atunci:

$$p_2 - p_1 = -\rho P_c \int_0^{\pi} (v_y)_\delta^2 \sin\theta \, d\theta \qquad P_c = \frac{R}{R_c}$$ (3.49)

ştiind că: $(v_y)_\delta = (\bar{v}_y)_\delta \, (v_y)_{\delta,\theta_0} \qquad \theta_0 = 0$

rezultă: $$p_1 - p_2 = \rho P_c (v_y)^2_{\delta,\theta_0} \int_0^{\pi} (\bar{v}_y)_\delta^2 \sin\theta \, d\theta$$ (3.50)

Notînd $I_{1d} = \int_0^{\pi} (\bar{v}_y)_\delta^2 \sin\theta \, d\theta$ şi definind debitul ca fiind:

$$Q = \varphi A \sqrt{2(p_1 - p_2)/\rho}$$ (3.51)

rezultă: $\tilde{v}_y = \frac{Q}{A} = \varphi \sqrt{2(p_1 - p_2)/\rho}$

sau $\tilde{v}_y^2 = \varphi^2 \, 2/\rho \; \rho P_c (v_y)^2_{\delta,\theta_0} I_{1d}$

şi folosind notaţia $\tilde{v}_{y/0} = \tilde{v}_y / (v_y)_{\delta,\theta_0}$

rezultă $$\varphi = \tilde{v}_{y/0} \, (2 P_c I_{1d})^{-1/2}$$ (3.52)

Din 2.2 se ştie că:

$$\tilde{v}_{y/0} = \dot{I}_2 - \dot{I}_3 D^{-1/2} \tilde{v}_{y/0}^{1/2}$$ (2.83)

unde: $D = Re \, P_c^{1/2}$

$$I_{1d} = 0{,}625 P_c^2 + 1{,}5 P_c + 0{,}693$$

$$\dot{I}_2 = 0{,}0511 P_c^2 + 0{,}6741 P_c + 0{,}56117$$

$$\dot{I}_3 = -0{,}7888 P_c^2 + 3{,}7561 P_c + 2{,}054$$

3.3.2. Regimul turbulent.

Considerînd rezultatele din 3.2. se ajunge la expresia:

$$\varphi = \tilde{v}_{y/0} \, (2 P_c I'_{1d})^{-1/2}$$ (3.53)

unde:

$$\tilde{v}_{y/0} = I_2 - I_3 D^{-1/5} P_c^{-3/10} \tilde{v}_{y/0}^{1/5} \tag{3.46}$$

iar $I'_{1d} = 0,625\, P_c^2 + 1,5\, P_c + 0,693$ $\quad (P_c > 0,1)$;

$I'_{1d} = 0,625\, P_c^2 + 1,5\, P_c + 0,74$ $\quad (P_c < 0,1)$

$I_2 = 0,792 \qquad I_3 = 0,11$

3.3.3. Rezultate numerice.

Pentru verificarea metodei s-au realizat încercări experimentale în Laboratorul de Maşini Hidraulice din Timişoara, utilizîndu-se un debitmetru cot avînd $P_c = 0,3$, la diferite regimuri de funcţionare, rezultatele experimentale fiind reprezentate grafic în coordonate $\varphi P_c^{1/2} = f(D)$, comparativ cu datele teoretice.
In fig.3.45 se prezintă comparativ coeficientul de debit teoretic şi experimental, remarcîndu-se o bună congruenţă. De asemenea, în fig.3.46, se prezintă rezultatele teoretice şi experimentale ale lui Ito /68/, pentru regimul laminar, remarcîndu-se că datele teoretice ale prezentei metode sînt mai apropiate de realitate decît cele oferite de /69/, validîndu-se astfel încă odată justeţea metodei.

Fig. 3.45

Fig. 3.46

DETERMINAREA EXPERIMENTALA A PIERDERILOR HIDRAULICE IN CONDUCTE ROTITOARE.

Proiectarea eficientă a maşinilor hidraulice şi selectarea variantei optime presupune cunoaşterea bilanţului energetic şi în special a pierderilor hidraulice,care influenţează în mod hotărîtor randamentul şi funcţionarea maşinii.

Curgerea în canalele interpaletare ale rotorilor de turbotransformator şi ai maşinilor hidraulice în general,fiind deosebit de complexă,s-au căutat modele mai simple care să considere iniţial doar anumiţi parametri şi mai apoi,modelul să se dezvolte pleeînd de la rezultatele primare.Datorită dificultăţilor întîlnite la modelarea teoretică a fenomenului,rezultatele teoretice obţinute nu pot fi considerate ca suficiente şi metoda analitică elaborată trebuie în mod necesar coroborată de o cercetare experimentală,care să verifice teoria şi să o completeze.

4.1.Cercetări experimentale pe plan mondial.

Una din primele încercări de studiere a pierderilor hidraulice în conducte rotitoare aparţine lui Seelig /46/,/148/,care în anul 1930 prezintă experienţa devenită clasică,fig.4.1,a unei conducte rotitoare formate dintr-o porţiune centrală dreaptă şi două coturi de 180°, obţinînd coeficientul de pierdere ζ pentru trei diametri ai conductei:33mm, 83,5mm şi 119 mm.Rezultatele lui Seelig au fost preluate în calculele de bilanţ energetic la pompele centrifuge ale turbotransformatoarelor /46/,suplimentîndu-se forţat pierderile de la conducte fixe cu o cantitate aproximativă,apreciată după datele lui Seelig.Din păcate o astfel de soluţie nu este viabilă şi în plus,experimentul lui Seelig prezintă deficienţe grave avînd în vedere că forma conductei introduse şi pierderile datorate coturilor,se nu pot fi separate şi deci nu se poate cunoaşte efectul rotaţiei.

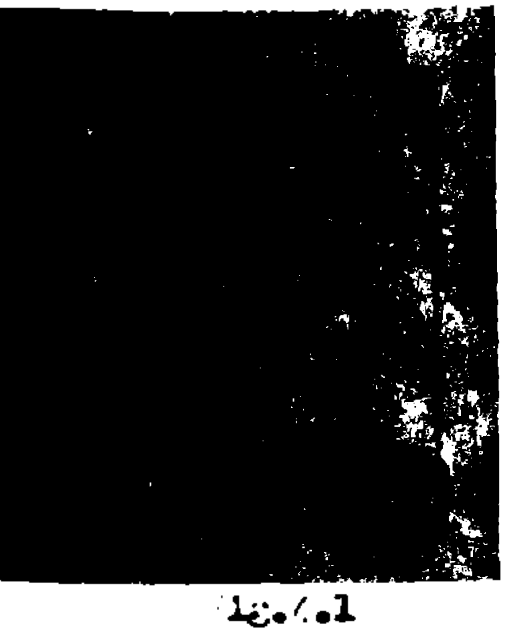


fig.4.1

O nouă încercare de studiu experimental al pierderilor hidraulice în conducte rotitoare o efectuează în 1958 Kisbocskoi /89/.

Fig.4.2

construind o instalaţie cu turaţie variabilă şi care permite modificarea numărului Reynolds, fig.4.2, încadrînd în această staţiune o conductă de diametru de 7 mm. Conducta rotitoare formează un cadru dreptunghiular, deci apar patru coturi de 90°, care introduc pierderi suplimentare. Rezultatele experimentale obţinute pe această instalaţie oferă numai o imagine calitativă a influenţei rotaţiei asupra pierderilor hidraulice, fig.4.3, 4.4.

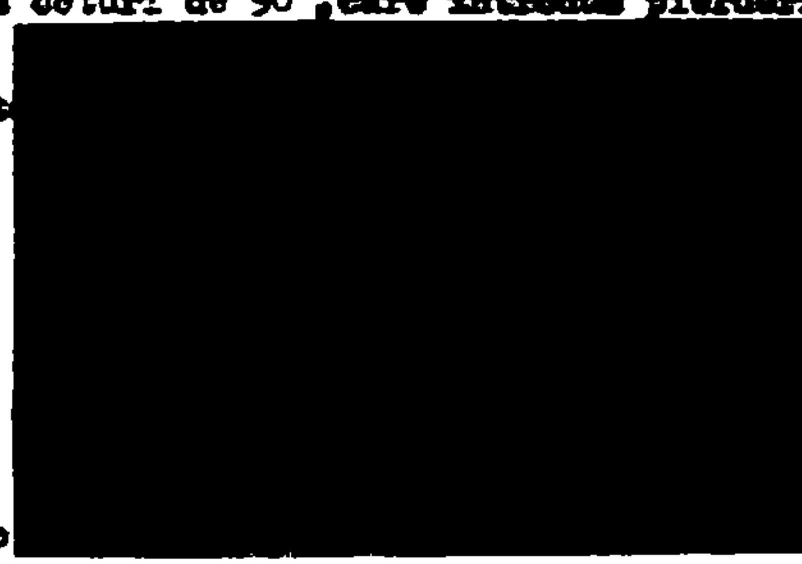


Fig.4.3

Cu totul altfel se prezintă datele experimentale obţinute de Dobner /34/ în 1959, pe baza încercărilor efectuate pe o staţiune capabilă să ofere rezultate complete şi deosebit de importante pentru analiza cantitativă şi calitativă a pierderilor prin frecare în canale drepte rotitoare. Experimentul lui Dobner este primul de acest fel, care prin datele obţinute permite cunoaşterea exactă a coeficientului de pierdere prin frecare, λ fig.4.5. şi influenţa numărului Reynolds şi Strouhal asupra acestor pierderi. De ase-

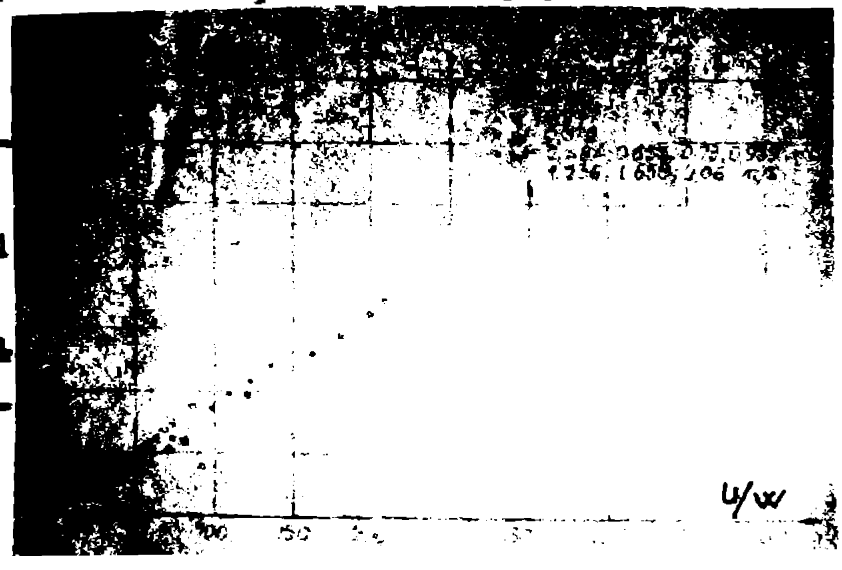


Fig. 4.5

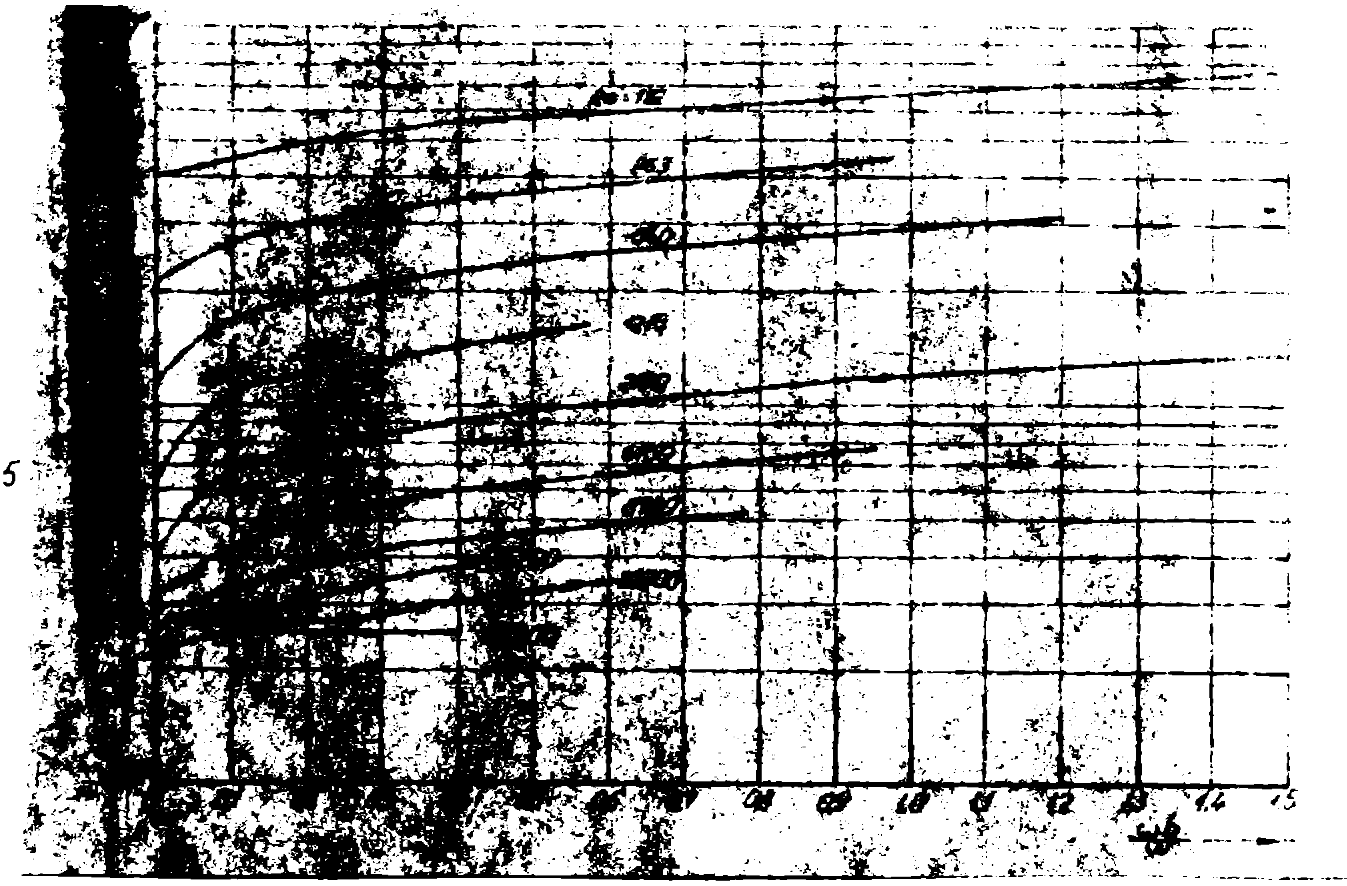
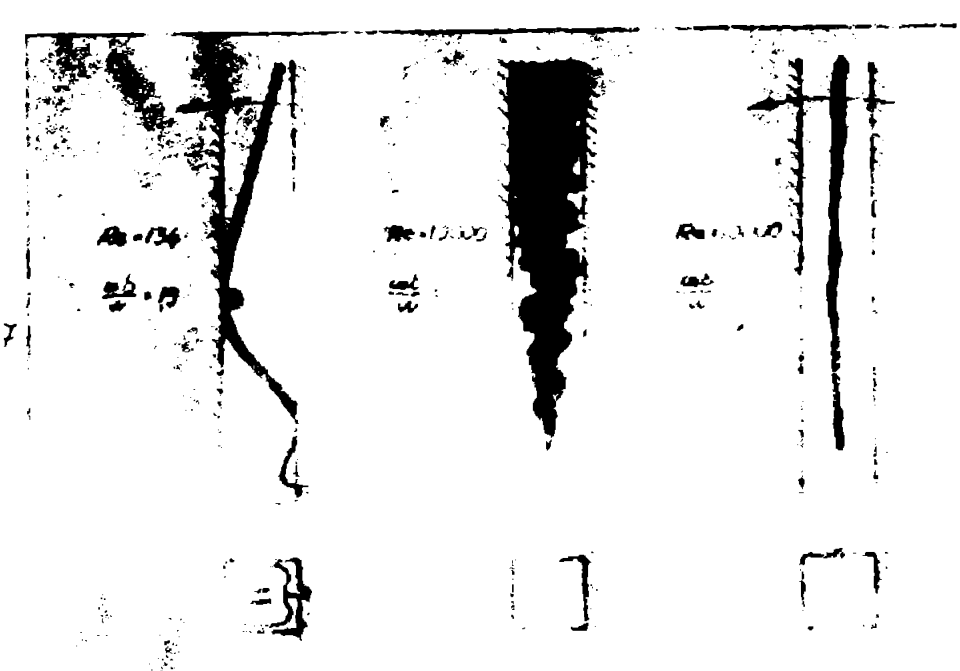


Fig. 4.6

Fig. 4.7



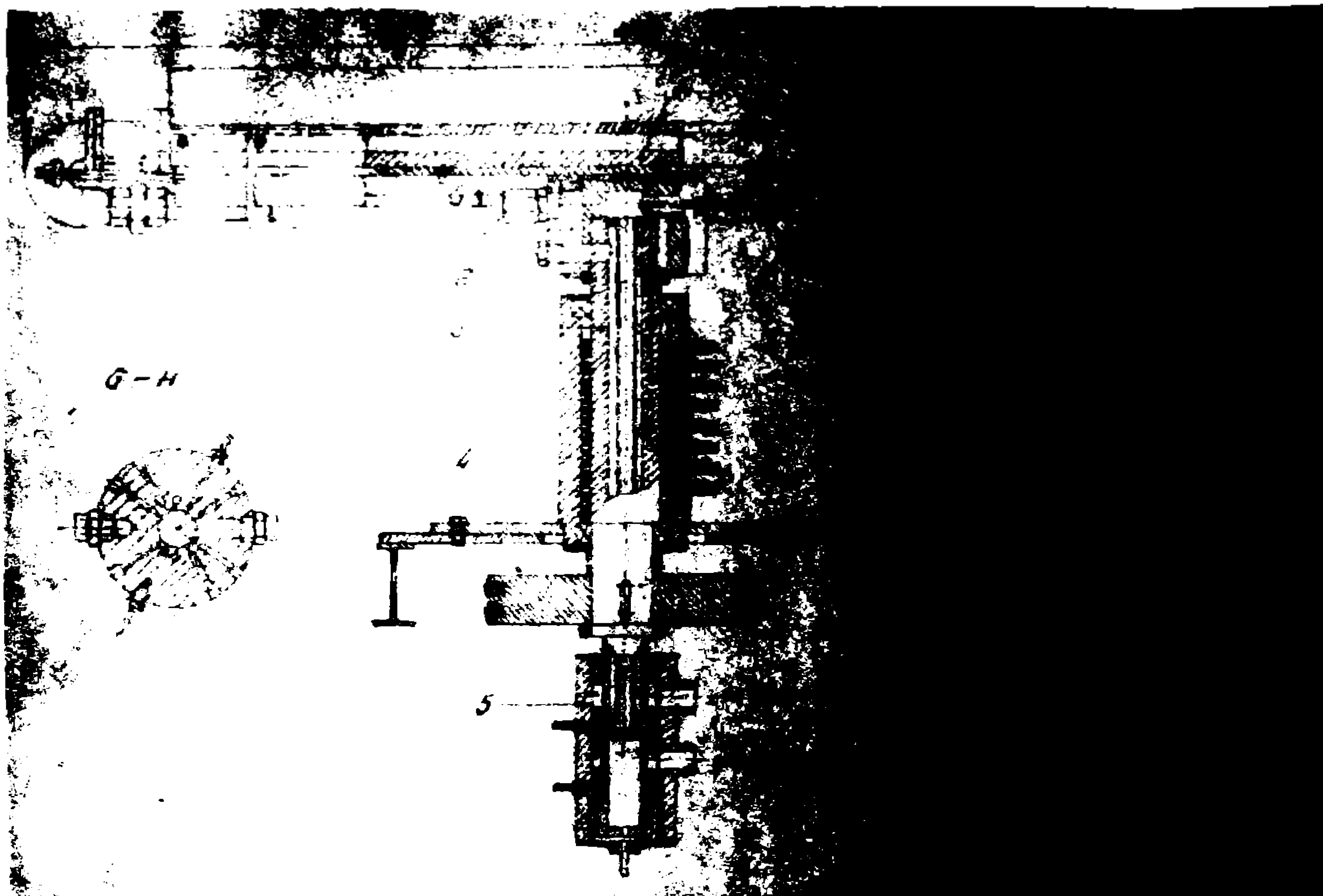


Fig. 4

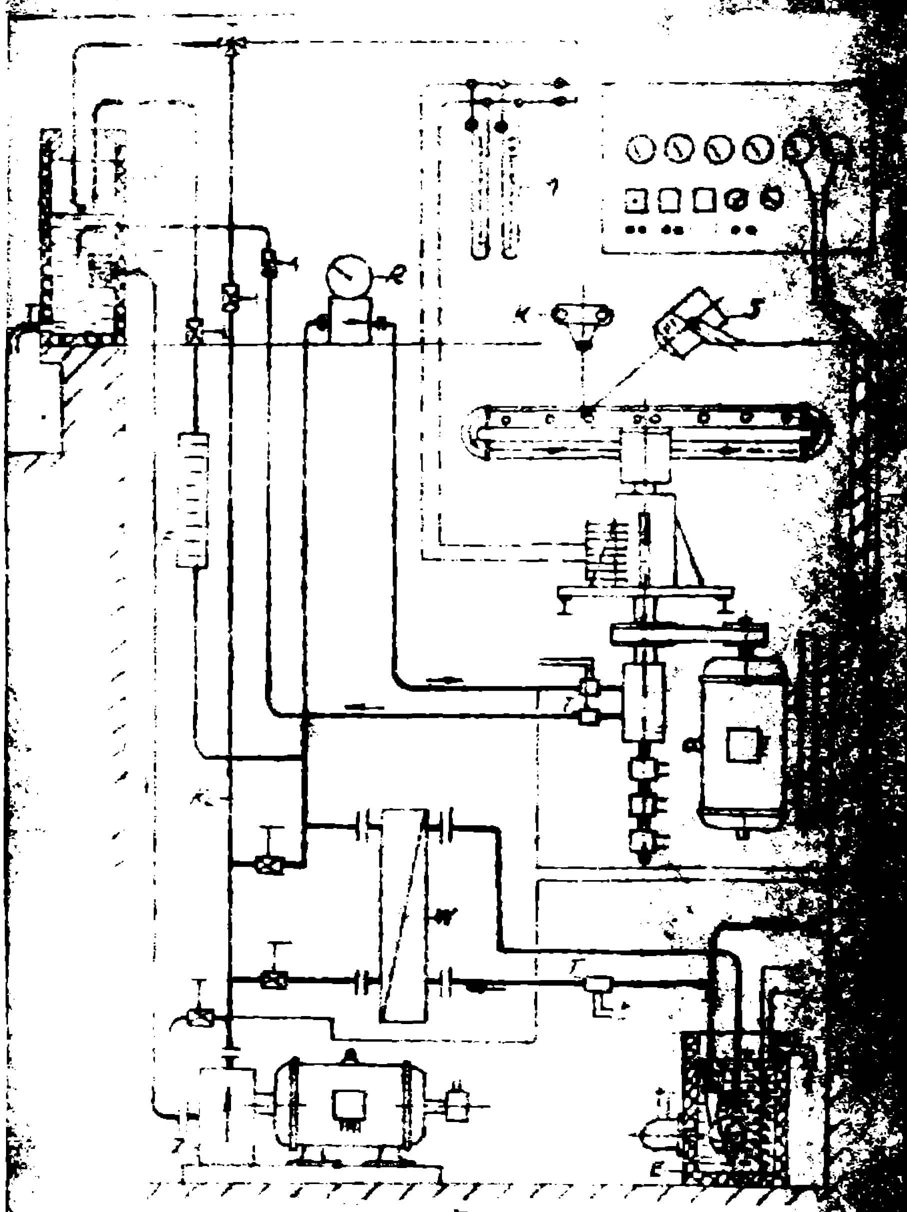


Fig. 4.9

z – pompă volumică
A – rezervor
W – schimbător căldură
R – debitmetru
K – conductă
F – filtru fin
E – încălzitor de apă
M – manometru
T – traductor de tem...
1 – cameră foto...
S – lampă strob...

nenea,sînt oferite distribuţiile de viteză,inclusiv legătura între curgerea secundară şi rotaţie,fig.4.6,precum şi vizualizări cu vopsea,fig.4.7.Staţiunea experimentală a lui Dobner conţine un tronson de conductă orizontală rotitoare,cu o lungime de măsură de 1280 mm avînd secţiunea transversală de formă pătrată cu dimensiunile 20 x 20 mm,amplasarea,dimensiunile şi forma conductei fiind condiţionate de dificultăţile ce apar în cazul unor măsurări în instalaţii rotitoare.Spre deosebire de Seelig şi Kisbocskoi,care au folosit ca lichid de lucru apa,Dobner utilizează uleiul,avînd posibilitatea prin modificarea temperaturii acestuia să varieze viscozitatea şi deci regimul de curgere.Turaţia canalului s-a modificat între valorile:50-700 rot./min.,iar Re=30-40.000,fig.4.8 4.9Alterarea distribuţiei de viteze datorită rotaţiei este măsurată în paralel aproape cu Dobner de către Fette,fig.4.10 şi preluată de Jungclaus /82/.

In anul 1965,Benton şi Boyer,/18/,efectuează cercetări teoretice şi experimentale asupra curgerii în conducte drepte rotitoare,cu particularitatea că numărul Strouhal are valori foarte mari,ceea ce simplifică mult calculul teoretic,dar îl şi limitează.Pentru cercetarea experimentală s-a folosit o masă rotitoare pe care s-a montat o conductă dreaptă,prin care circulă apă.

Fig. 4.10

In mod similar,Fowler /44/în 1968 studiază experimental cîmpul hidrodinamic al curgerii în canale rotitoare în formă de difuzor, imaginînd o instalaţie în care experimentatorul se află în centrul de rotaţie.Lichidul de lucru este aerul,şi instalaţia permite studiul curgerii în canal izolat şi în canalul încadrat de alte canale adiacente,arătîndu-se deosebirile datorate unui aranjament tip rotor,faţă de canalul izolat.(fig.4.11).Turaţia folosită a avut valorile: 30-70 rot./min.

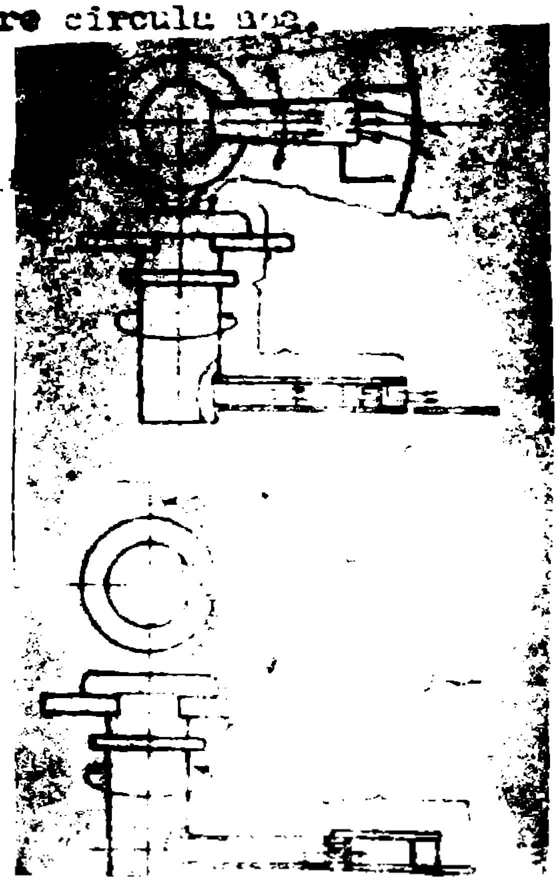


Fig. 4.11

In anul 1971, Herpfer /58/ expune în cadrul tezei de doctorat studiile teoretice şi experimentale efectuate asupra curgerii turbulente în conducte drepte rotitoare, de secţiune circulară şi eliptică. Rezultatele lui Herpfer se înscriu alături de cele ale lu lui Rohonan, ca foarte valoroase, contribuind la elucidarea problemei pierderilor hidraulice în canale rotitoare.

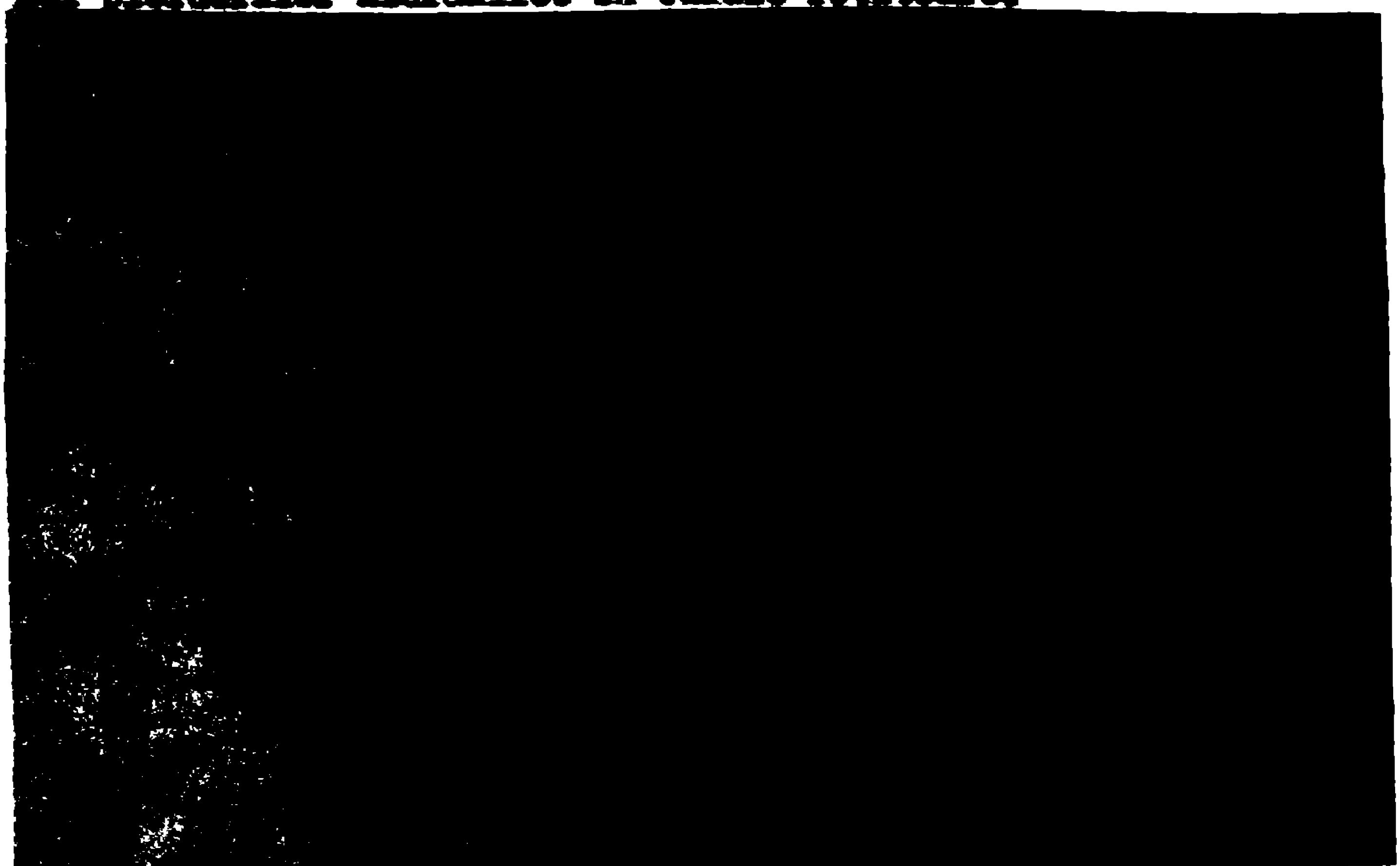


Fig.4.12

Lichidul de lucru este aerul, axa de rotaţie a conductei drepte este orizontală (fig.4.12) valorile turaţiei sînt: 100-500 rot./min., Re= 8 10^4-2,5 10^5, iar lungimea conductei este de un metru. Herpfer a efectuat în special măsurători ale distribuţiilor de viteze, fig.4.13, 4.14, şi de presiune, fig.4.15, obţinînd şi cîteva valori ale coeficientului de pierdere.

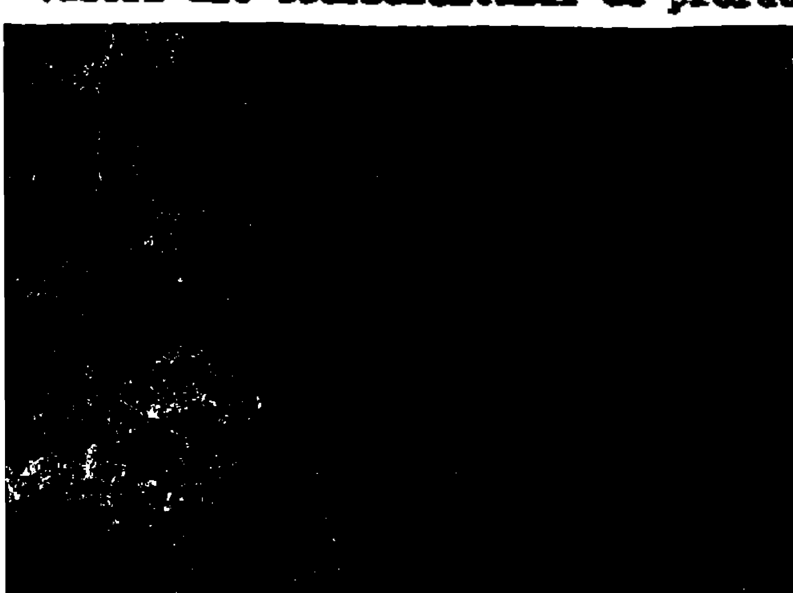


Fig.4.13

Fig.4.14

Problema pierderilor hidraulice în conducte drepte rotitoare devine aproape complet lămurită din punct de vedere experimental în 1971, când Ito şi Nanbu /72/, beneficiind de utilele studii, teoretice şi experimentale efectuate de Ito anterior asupra curgerii în conducte curbate fixe, întreprind cercetări experimentale în cazul unei conducte drepte rotitoare.

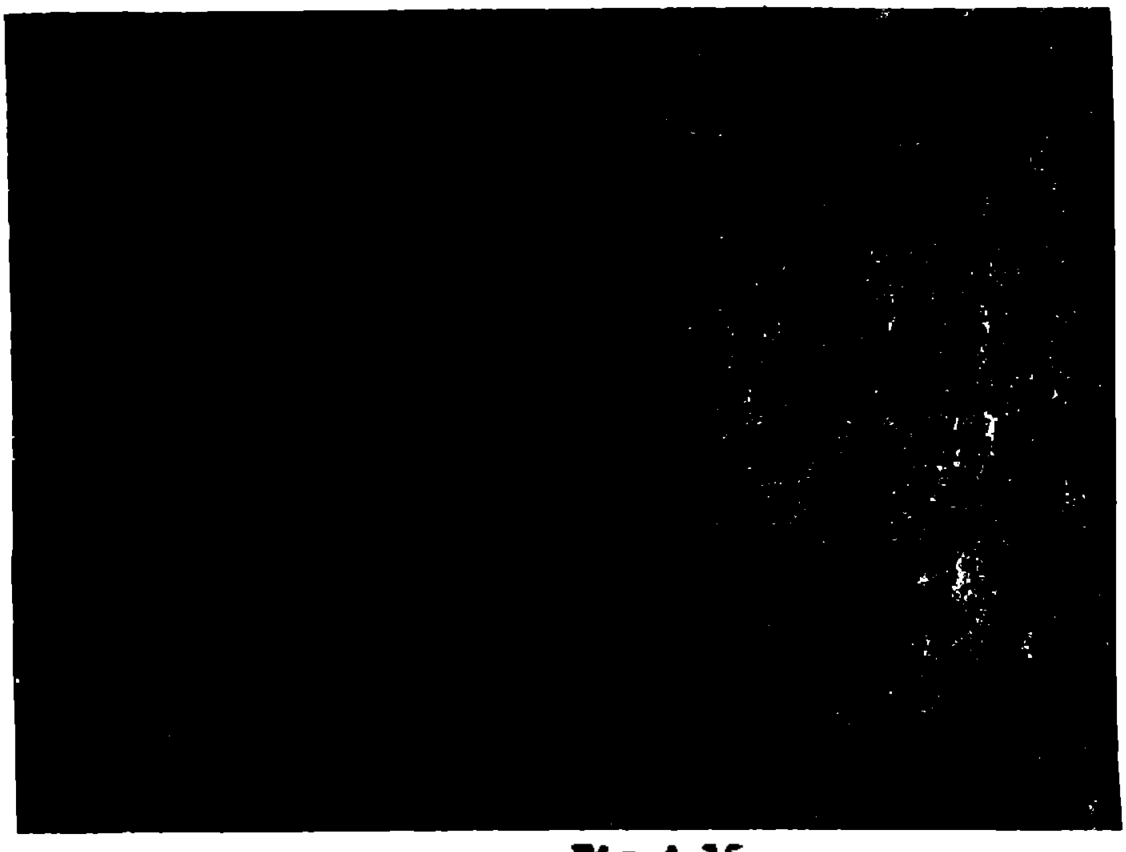


Fig.4.15

Ito şi Nanbu oferă imaginea completă a influenţei numerelor Re şi Strouhal asupra coeficientului de pierdere hidraulică, în conducte drepte rotitoare, pentru regim laminar şi turbulent, bogăţia de date experimentale, în comparaţie cu sărăcia de rezultate obţinute de Harpfer, pentru coeficientul de pierdere, datorându-se utilizării unui număr mare de conducte de diferiţi diametrii şi a apei ca lichid de lucru. S-au utilizat şapte conducte cu diametrii variind între 0,5 şi 13,9 mm şi lungimi între 268 şi 1225 mm, realizate din cupru, fără rugozitate, turaţia lor fiind cuprinsă între 130 şi 450 rot./min.; Re = 100- 60.000 .(fig.4.16)

Staţiunea experimentală se compune din: 1-intrare; 2-ghidaje; 3-lagăre; 4-intrare conductă; 5-manşon alamă; 6-conductă rotitoare; 7-multimanometru rotitor; 8-prize de măsură; 9-difuzor; 10-arbore; 11-ieşire. Citirile s-au realizat stroboscopic.

Rezultatele experimentale ale lui Ito pentru curgerea laminară în conducte drepte rotitoare se prezintă exemplificativ în fig. 4.17, pe baza lor propunându-se o relaţie empirică de forma:

$$f/f_{st} = 0{,}0883\, K_l^{1/4}\left(1 + 11{,}2\, K_l^{-0{,}325}\right) \text{ pentru } R_\Omega/R_e < 0{,}5 \,,\quad R_\Omega = \frac{\Omega (2R)^2}{\nu}$$

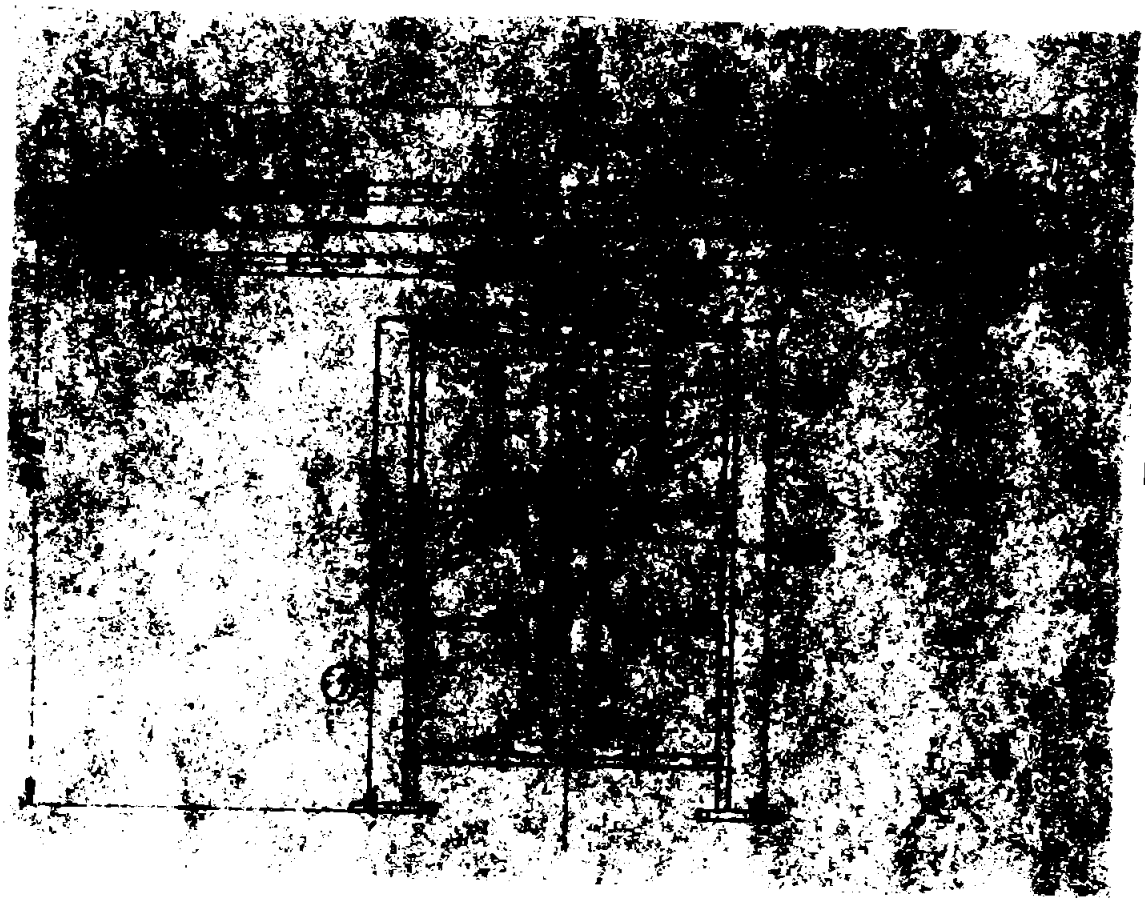


Fig. 4.16

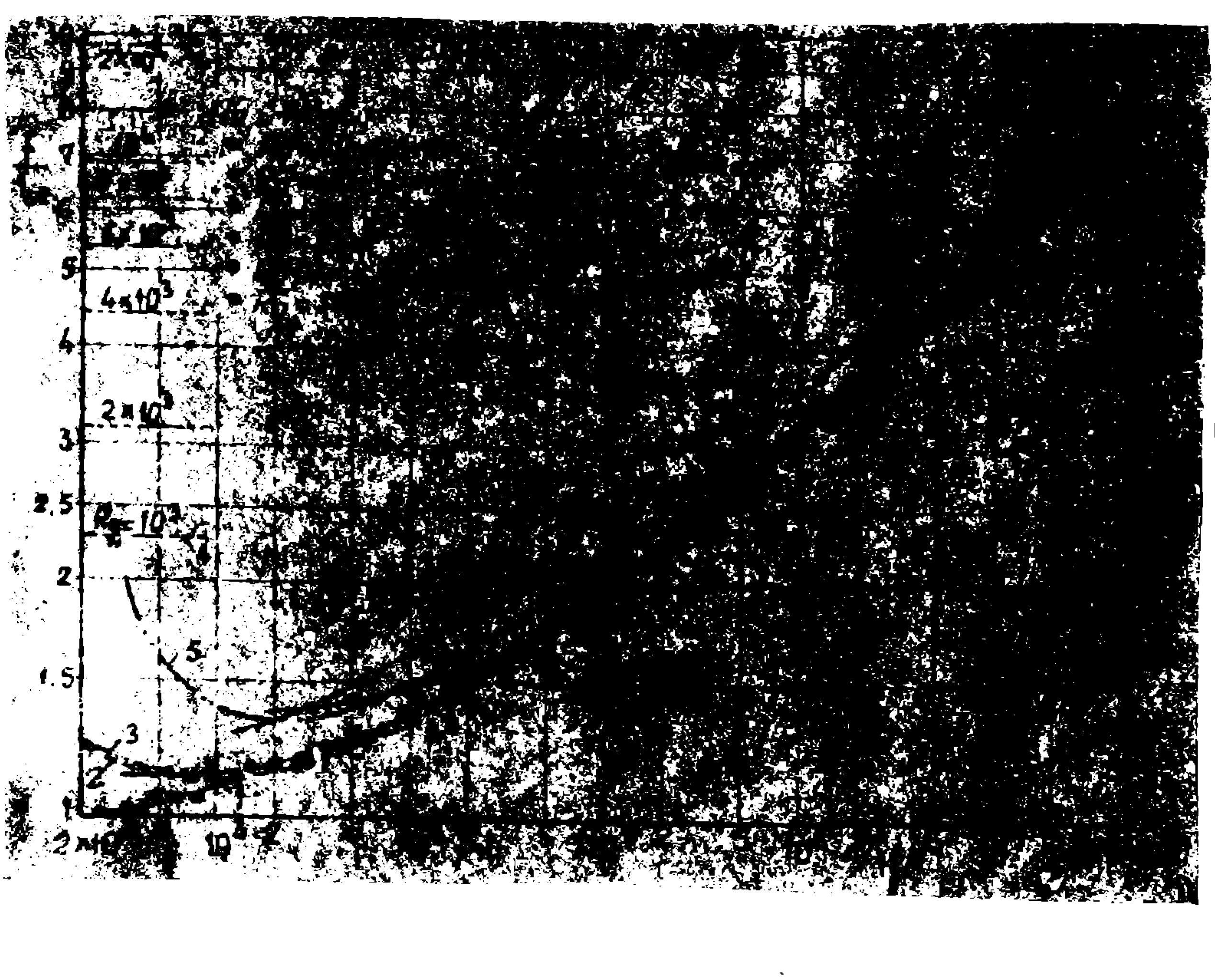


Fig. 4.17

unde f este coeficientul de pierdere pentru rotaţie, f_{st} coeficientul de pierdere pentru conducta fixă şi $K_1 = R_q$ Re.

Pentru cazul curgerii turbulente pierderile apar ca în fig.4.18

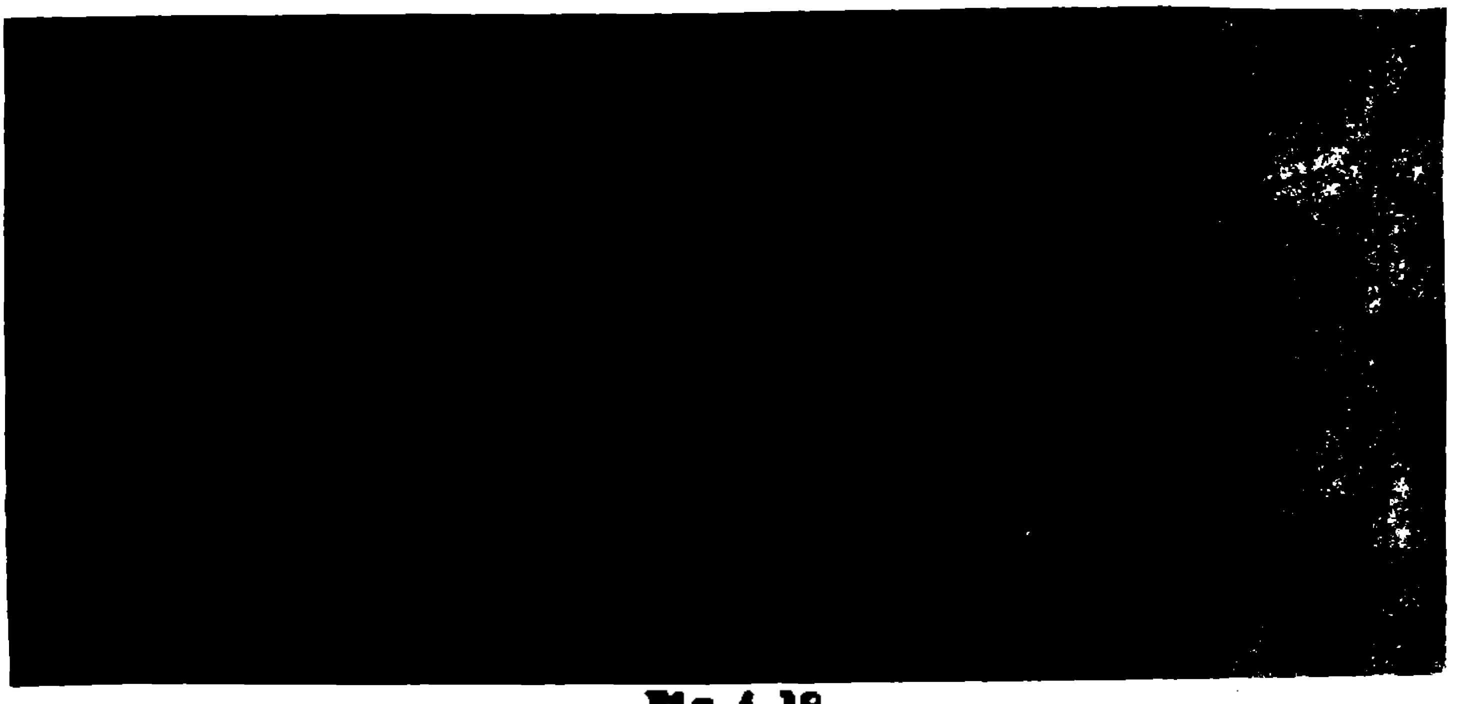


Fig.4.18

oglindite de formula empirică:

$$f/f_{st} = 0,942 + 0,058\,K_t^{0,282} \quad , \quad K_t = R_q^2/R_e$$

Determinarea experimentală a distribuţiilor de presiuni, fig.4.19 (laminar) şi fig.4.20 (turbulent) permite punerea în evidenţă a influenţei mişcării secundare datorită rotaţiei, presiunea mai mare apărînd pe partea de viteză maximă (partea de suprapresiune)

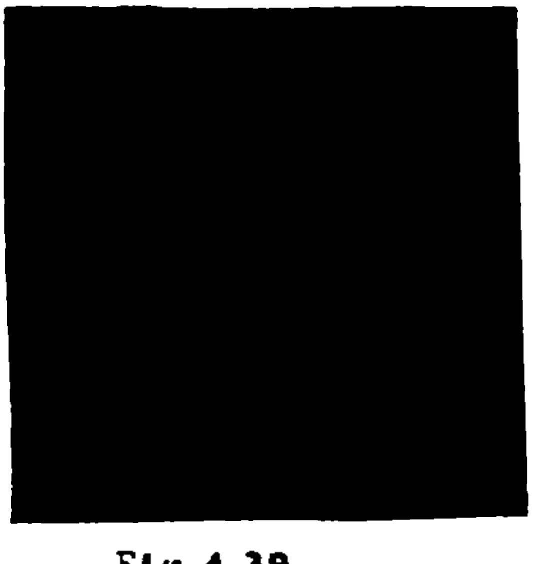


Fig.4.19

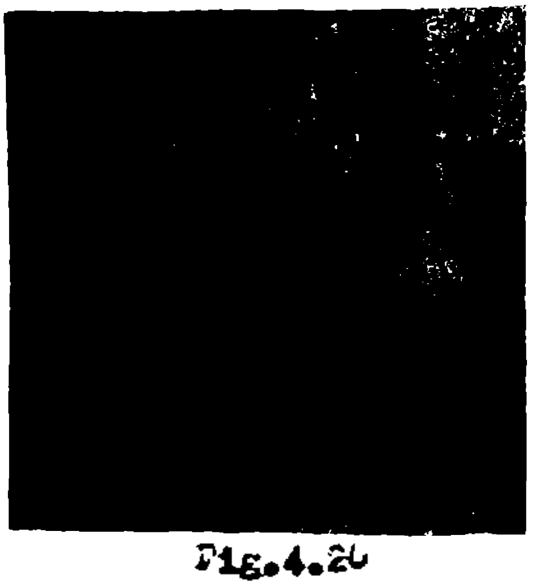


Fig.4.20

In 1971 cercetătorii sovietici elaborează un vast program experimental de studiu al efectului rotaţiei asupra curgerii, mai ales turbulente, în conducte de diverse geometrii. Kvitkovski de pildă /171/, studiază curgerea într-o conductă elicoidală rotitoare, determinînd pierderile hidraulice pe diferite sectoare ale elicei sub forma coeficientului ζ, care astfel definit depinde de lungimea sectorului şi nu poate fi utilizat în calcule, fără

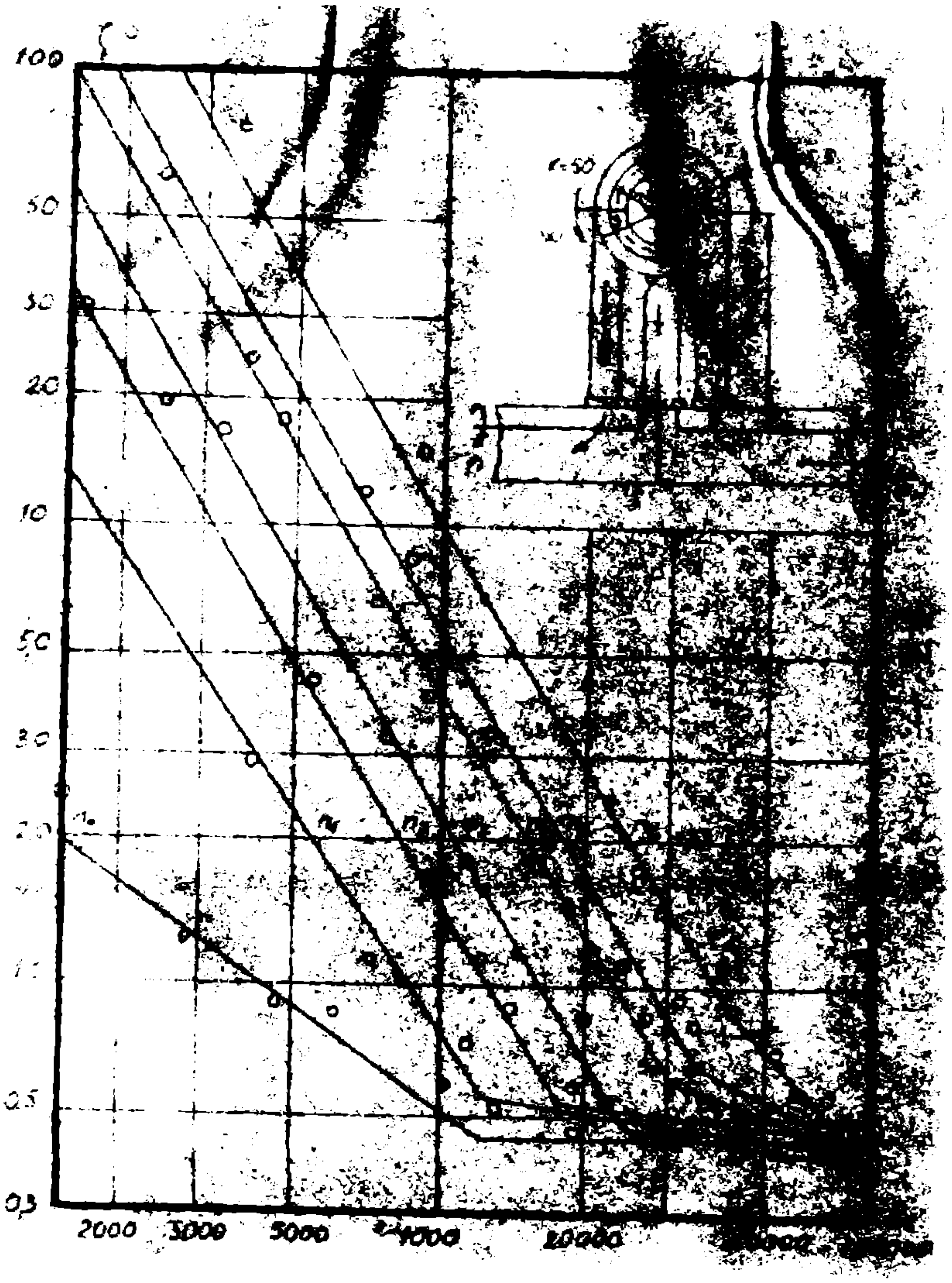


Fig. 4.21

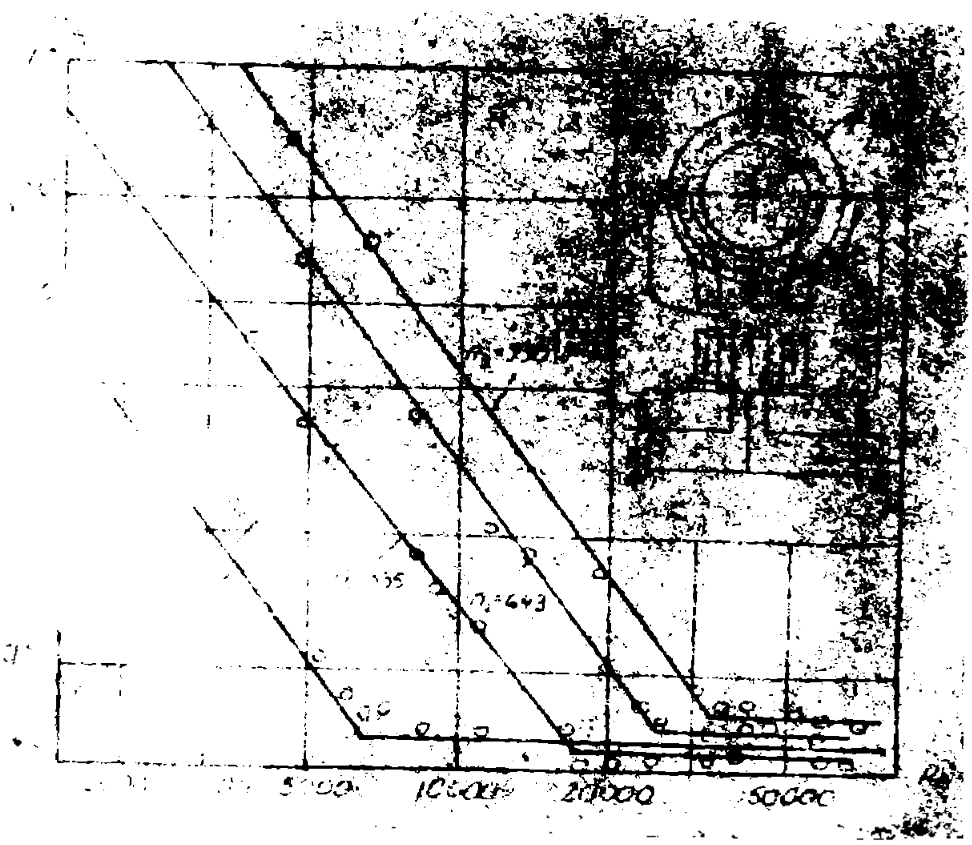


Fig. 4.22

a cunoaşte geometria particulară a conductei experimentale;în plus curbura conductei este într-un plan perpendicular pe planul de rotaţie,cea ce nu corespunde cazului paletelor turbomaşinilor.In fig.4.21,4.22,4.23,se prezintă pentru diverse sectoare ale elicei variaţia lui $\zeta = f(Re)$,remarcîndu-se creşterea pierderilor cu turaţia;pentru a înlătura dezavantajul utilizării lui

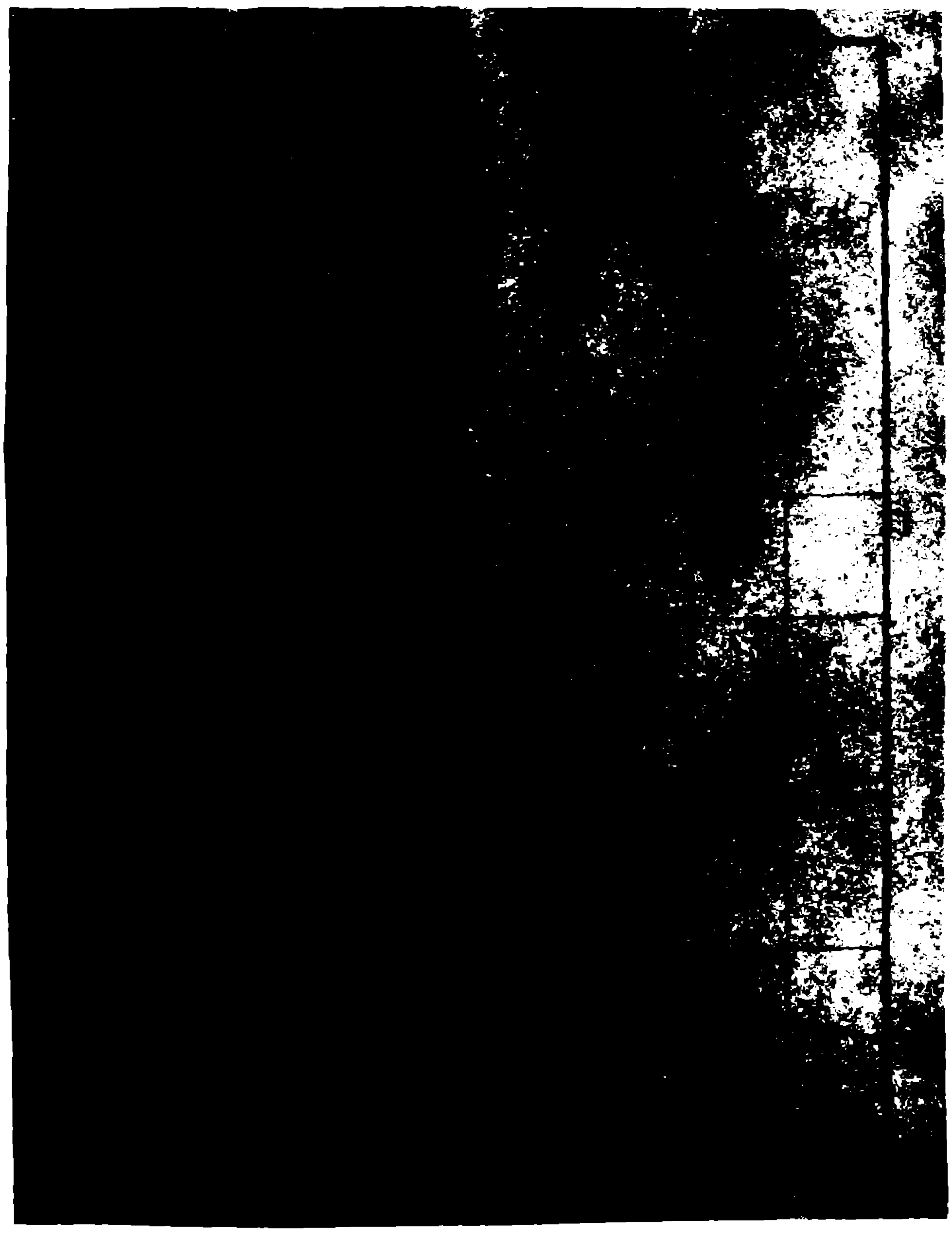


Fig.4.23

s-a introdus empiric coeficientul de pierdere λ ,prin relaţia:

$\lambda = a\, K_v^{m}$,unde $K_v = U/V$ este numărul Strouhal,iar a este o constantă empirică avînd valori cuprinse între 0,00093 şi 0,00276 în timp ce m variază între 1,56 şi 1,75.

O altă instalaţie experimentală a lui Kvitkovski se prezintă în fig.4.24,la care s-a studiat influenţa [illegible] asupra curgerii printr-o conductă axială,fig.4.25,4.26.(problemă studiată mai recent în /113/).

Mult mai interesante din punctul nostru de vedere sînt încercările făcute de Kvitkovski pe o conductă rotitoare radială,punîndu-se în evidenţă atît curgerea centrifugă,cît şi cea centripetă,felul curgerii influenţînd pierderile hidraulice,fig.4.27

Dîndu-şi seama că pierderile nu pot fi separate artificial,

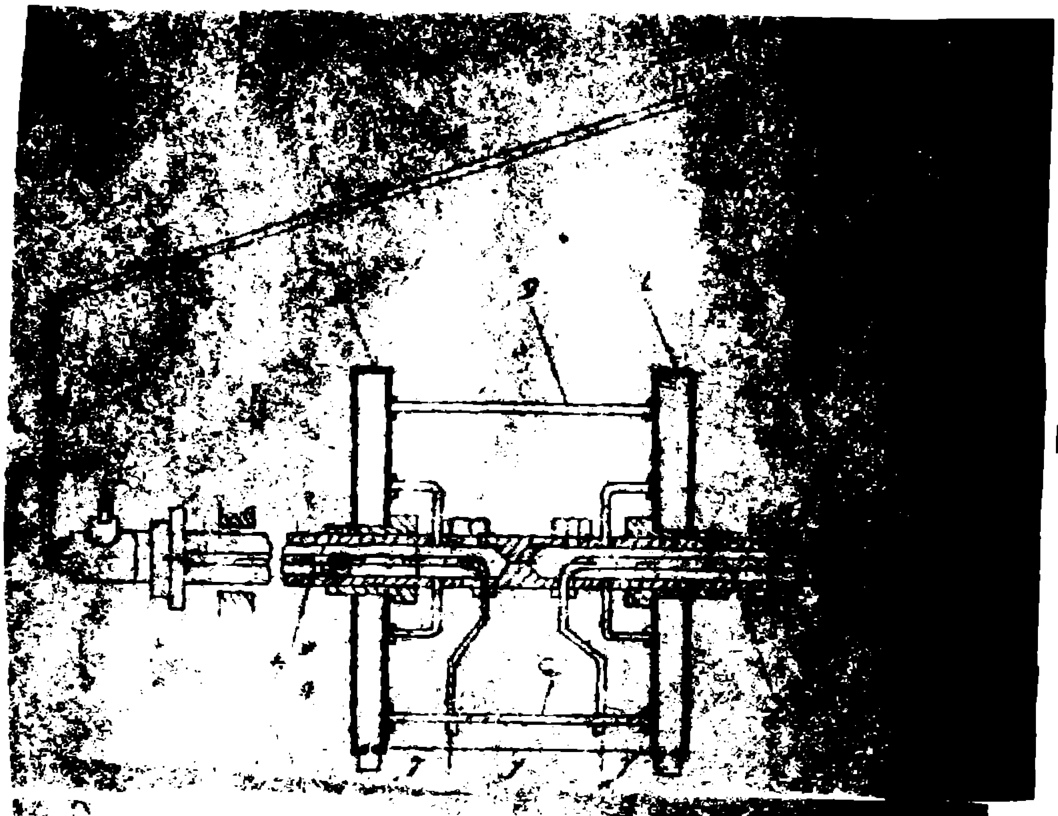


Fig. 4.24

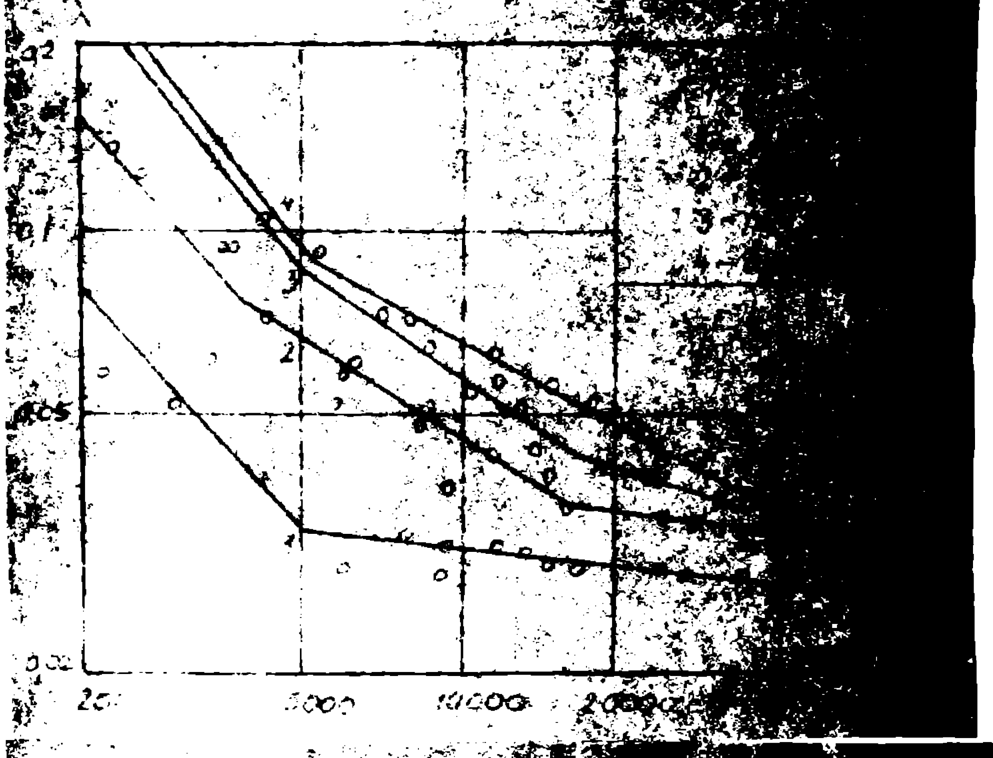


Fig. 4.25

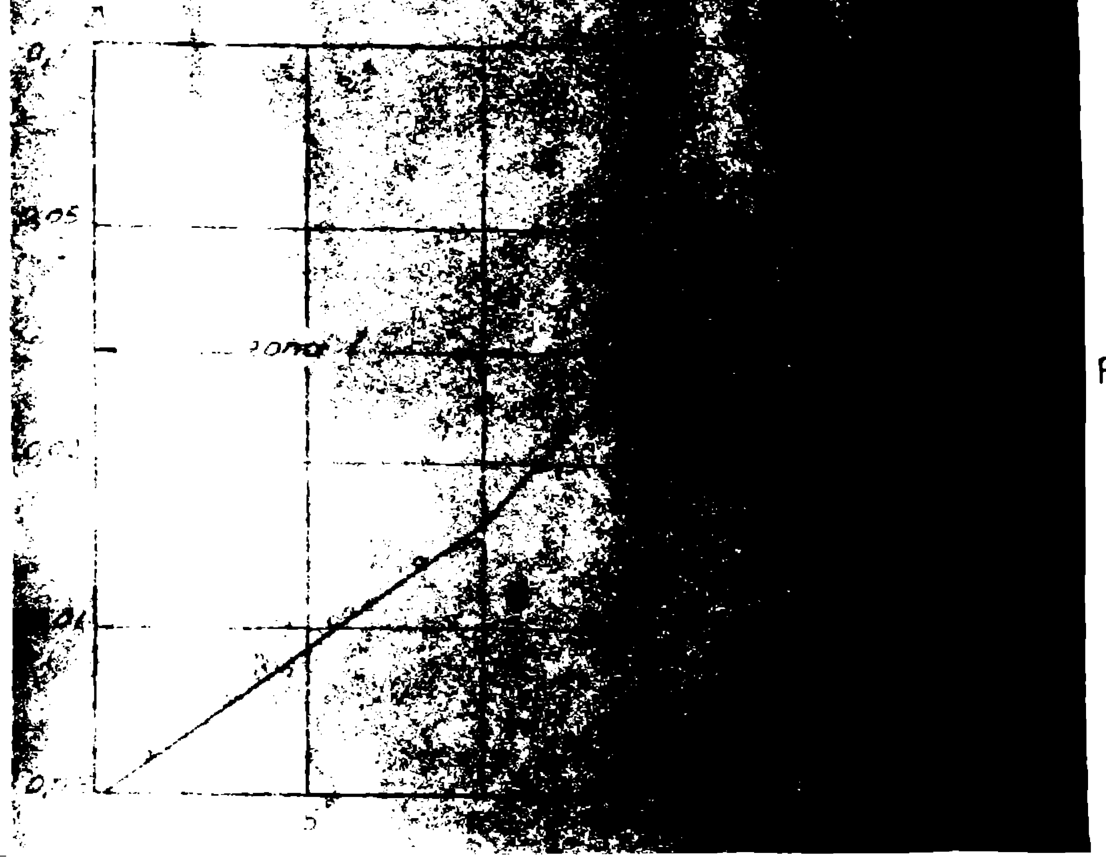


Fig. 4.26

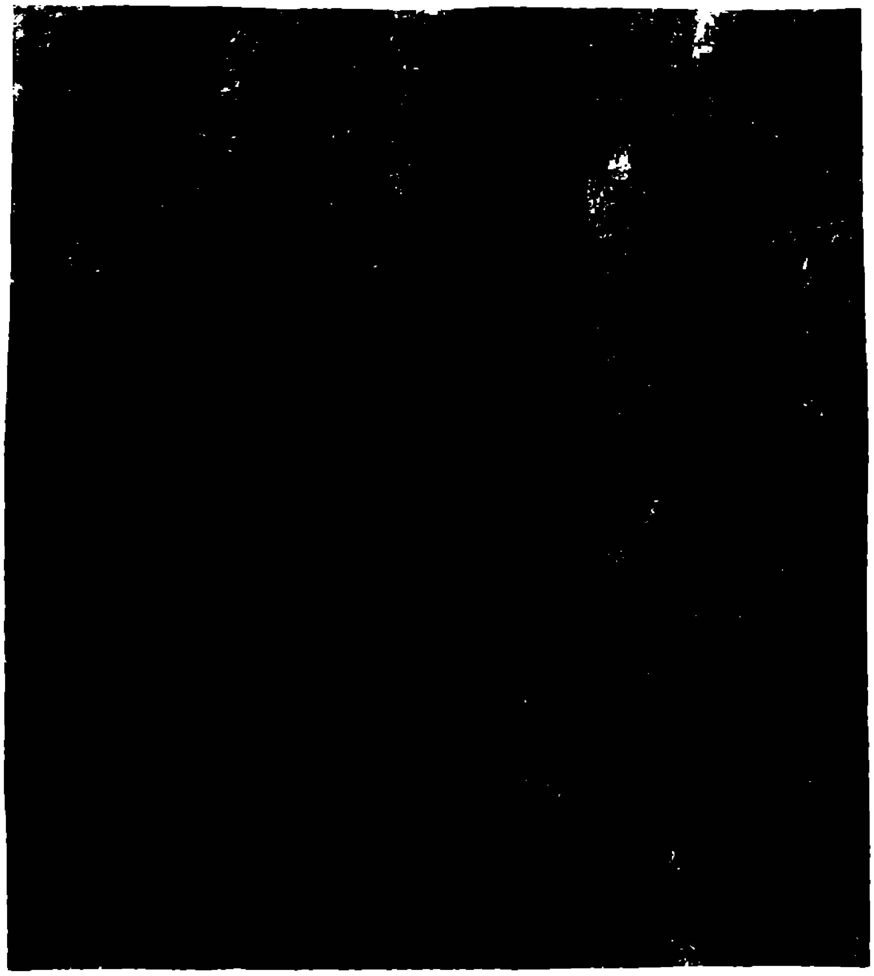


Fig.4.27

Evitkovski determină experimental un coeficient de pierdere ce cuprinde curgerea axială, în cot şi radială, toate influenţate de rotaţie şi mişcarea desfăşurîndu-se atît centripet, cît şi centrifug, fig.4.28, 4.29.; în plus se mai determină şicreşterea pierderilor sub influenţa rotaţiei, în cazul schimbării bruşte de secţiune fig.4.30.

Fig.4.28

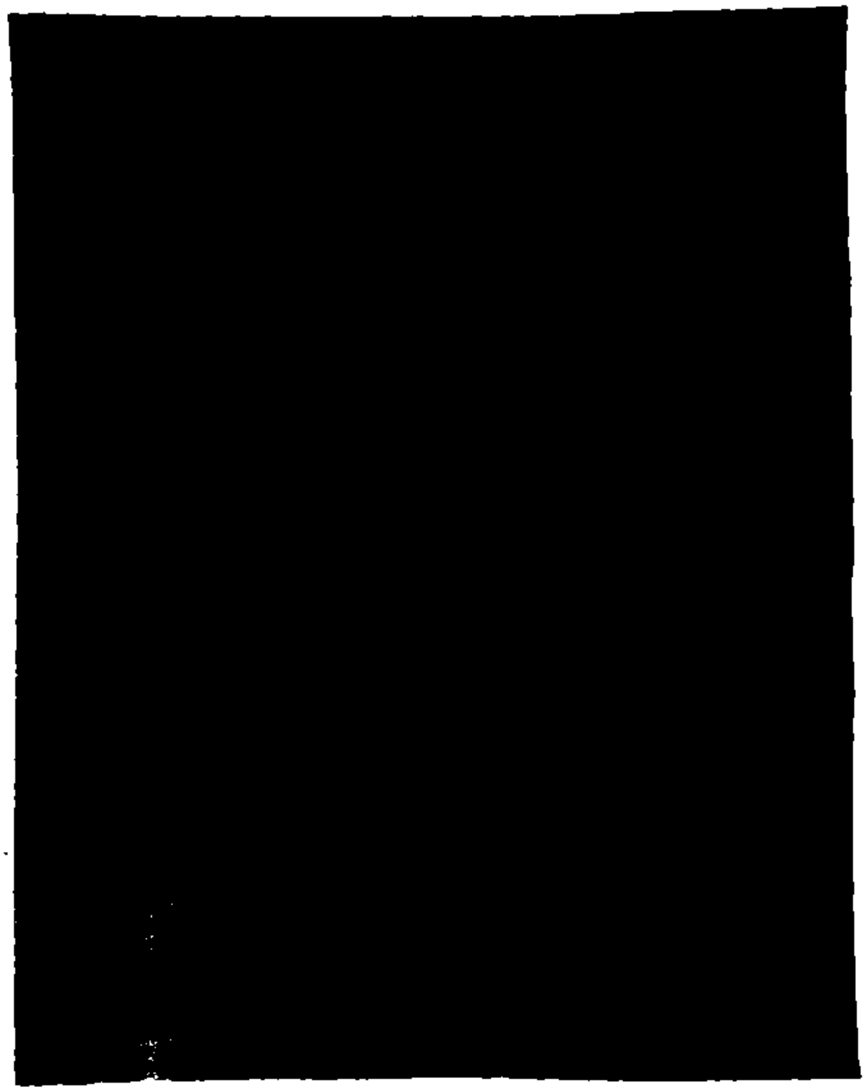


Fig. 4.29

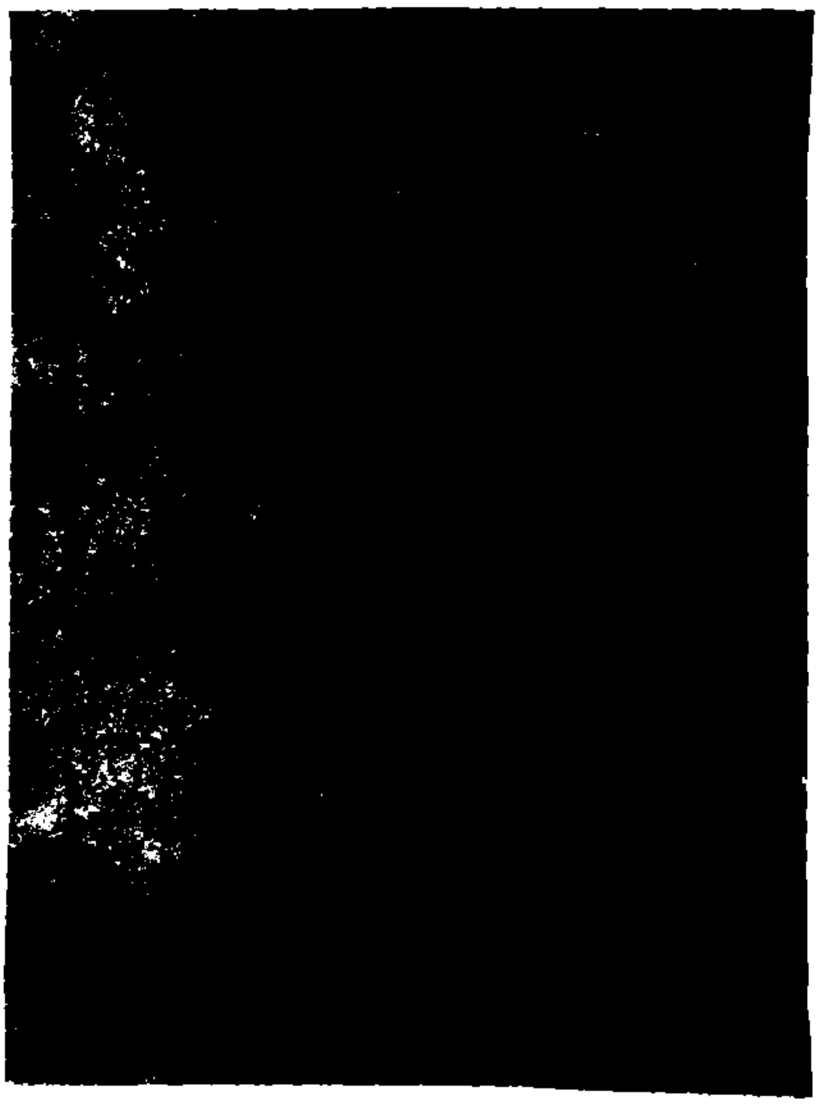


Fig. 4.30

In 1972, J.P.Johnston /76/ studiază efectele stabilizatoare ale rotaţiei asupra curgerii turbulente pe o staţiune experimentală cuprinzînd un canal dreptunghiular şi funcţionînd cu apă, la turaţie mică, sub 20 rot./min. (fig.4.31); în fig.4.32, 4.33, 4.34, se prezintă influenţa rotaţiei asupra coeficientului de frecare, în conexiune cu efectul de stabilizare.

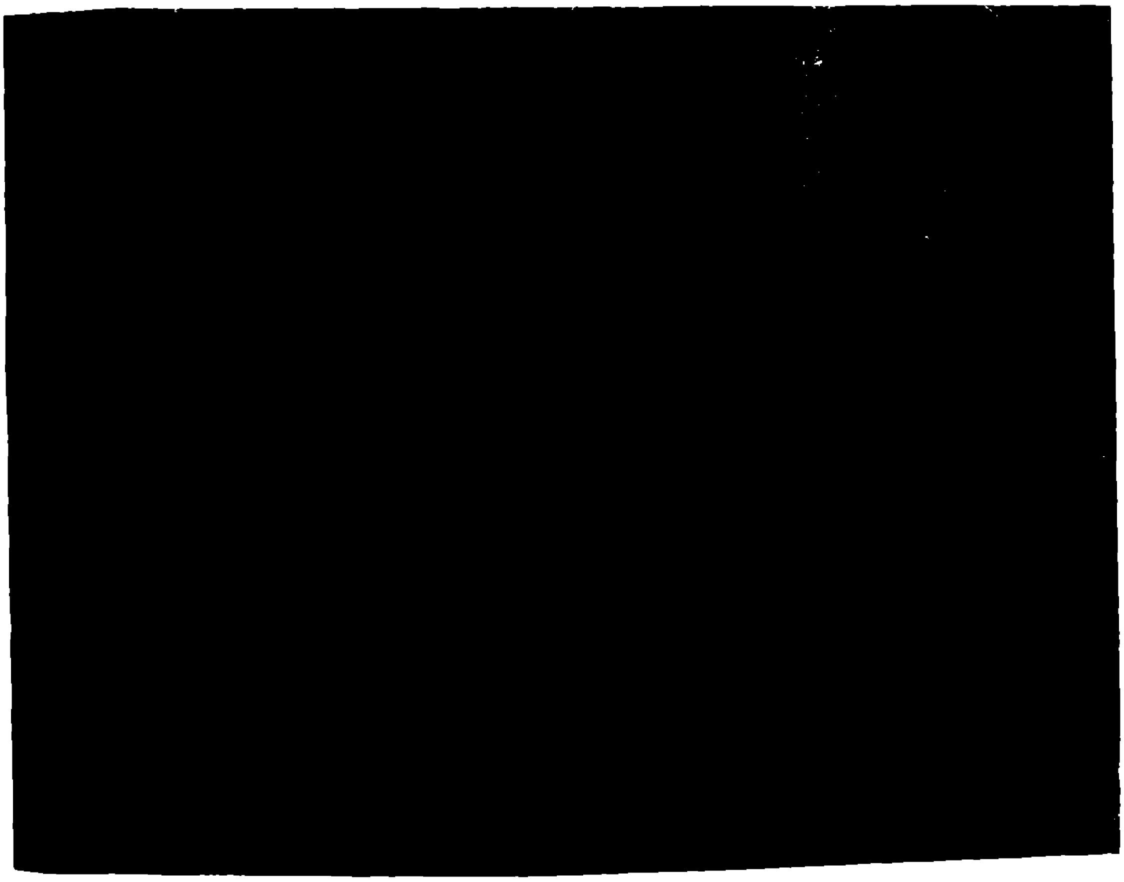


Fig.4.31

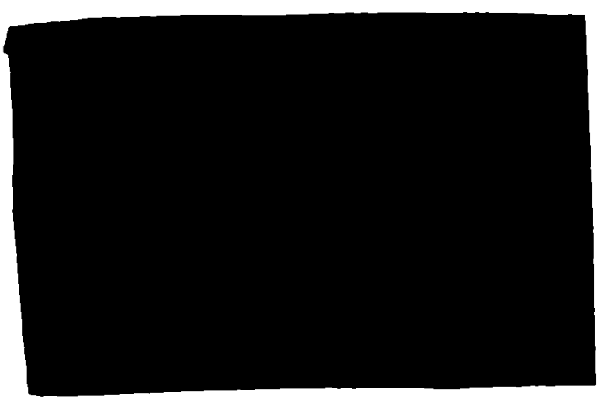


Fig.4.32

Fig.4.33

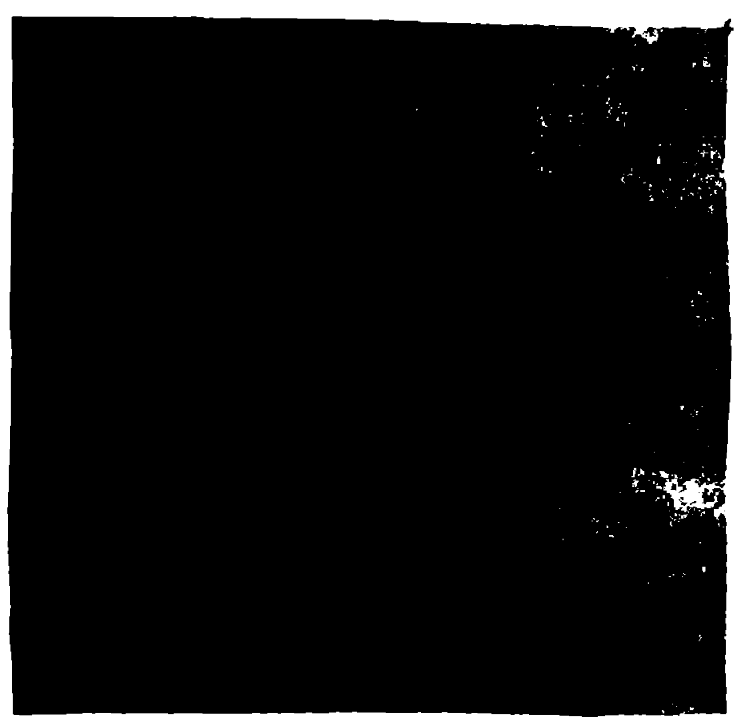


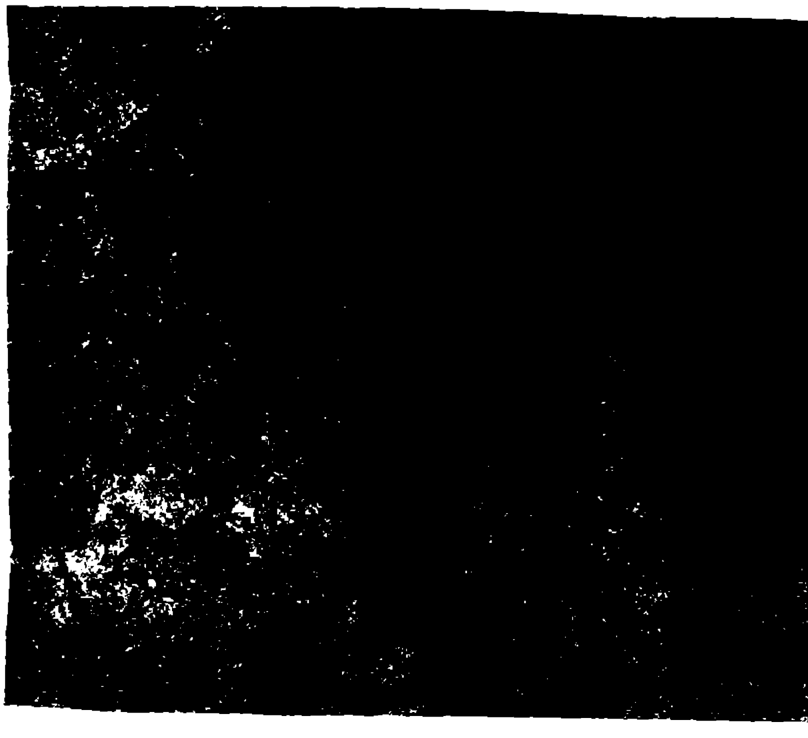
Fig.4.34

In 1973 A.Moore /109/ studiază experimental curgerea într-un canal drept difuzor radial,rotitor,cu fluid de lucru aer.

In 1975,Elking /37/cercetează experimental curgerea turbulentă într-un canal rotoric interpaletar izolat,fig.4.35,fluidul

Fig.4.35

de lucru fiind aerul,canalul în spirală logaritmică rotindu-se cu turaţia constantă de 450 rot./min. şi Re= 1,26 10^5.Staţiunea conţine: un traductor de turaţie (3),două plane de centrare (4),(13),arborele (6),motorul de antrenare (14),tahometrul (15),traductor de impulsuri pentru stroboscop (5),cameră de liniştire(9),diafragma (10),ajutajul (11).Se obţin în final distribuţiile de viteză,fig.4.36,4.37,4.38,4.39.



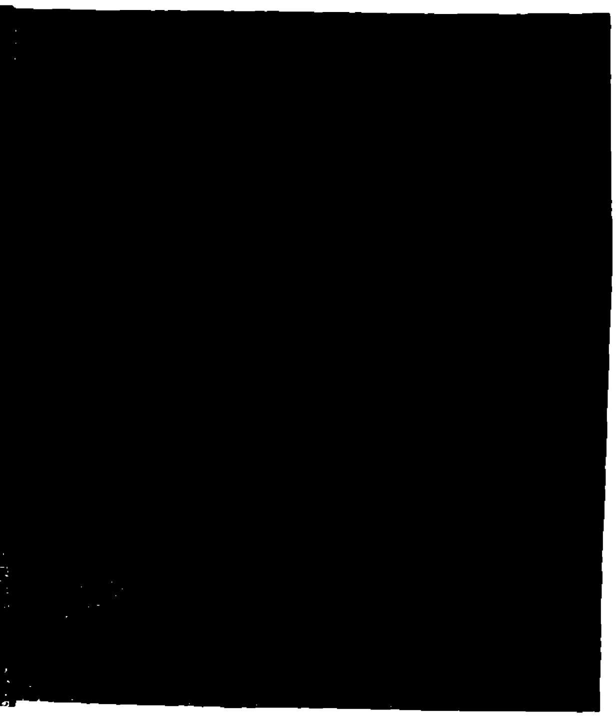


Fig.4.36 Fig.4.37

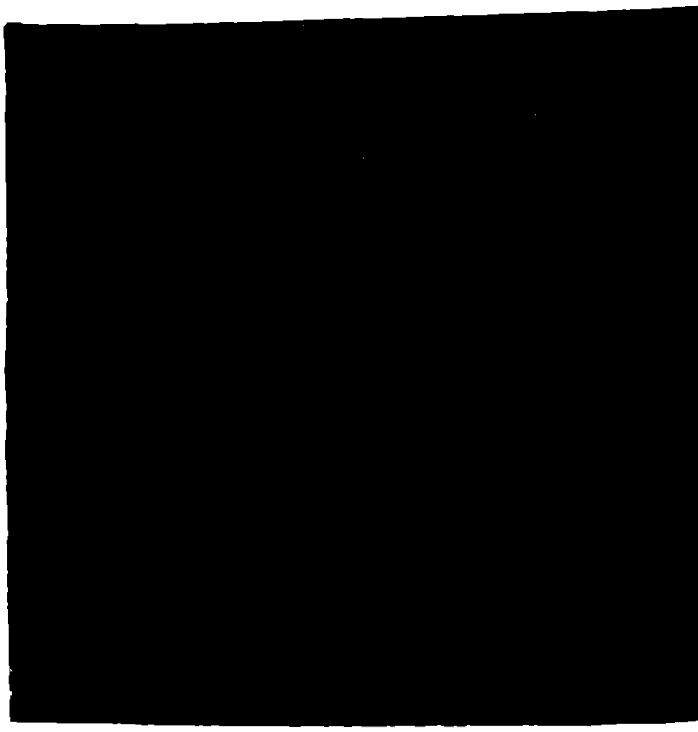


Fig. 4.38

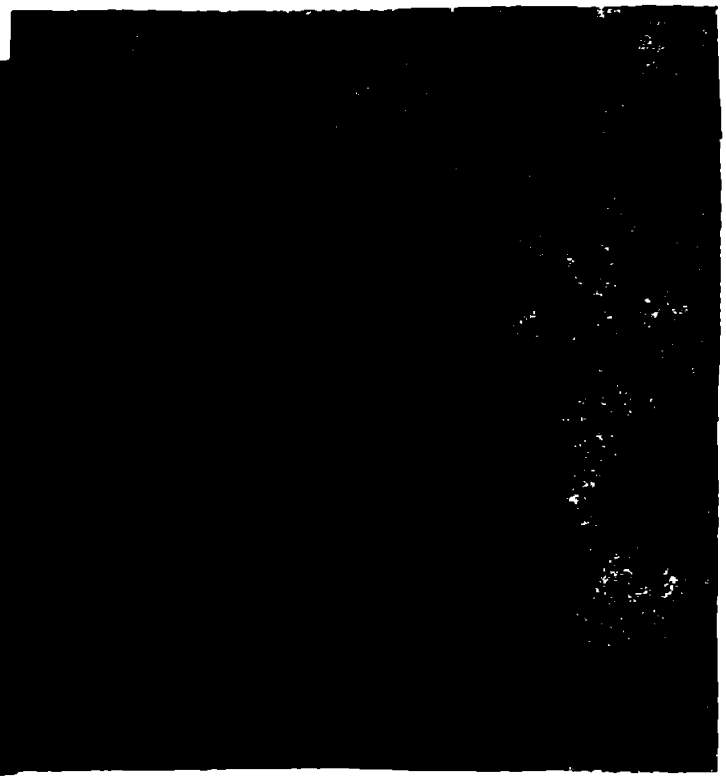


Fig. 4.39

Datele experimentale obţinute nu lămuresc însă care este ponderea curburii, rotaţiei şi a difuzorului asupra curgerii hidrodinamice, Elbing considerînd că efectele rotaţiei sînt hotărîtoare, stabilindu-se după criteriul lui Hoffmeister ponderea mişcării secundare:

Secţiunea	y_1	y_2	y_3	y_4	y_5	y_6
$2qR_c/\tilde{V}_y$	2,1	2,8	4,0	5,1	6,4	7,4

rezultate asemănătoare cu cele obţinute de Hellmann /57/, fig. 4.40, Ro > 2 indicînd dominarea rotaţiei. Hellmann, tot în 1975, studiază mişcarea secundară într-un canal paletar rotitor şi curbat, pentru o maşină radială, fig. 4.41, în cazul regimului turbulent, componentele mişcării turbulente determinate fiind utile la simplificarea ecuaţiilor Reynolds (vezi 3.1.3.) fig. 4.42, 4.43, 4.44.

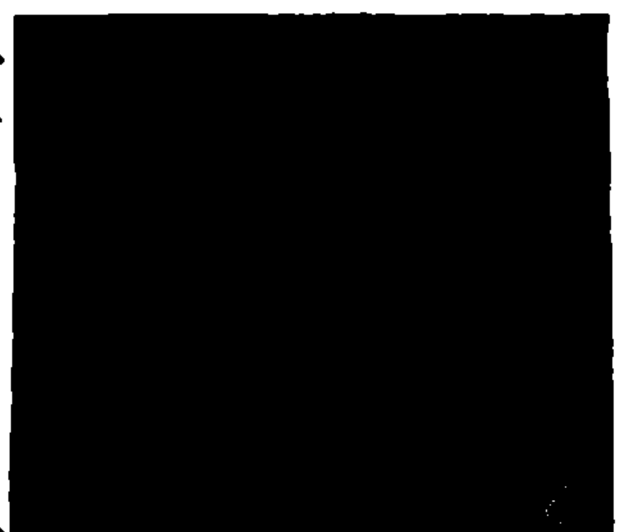


Fig. 4.40

Mai recent, Autenauer şi Piesche, /39/, reiau problema pierderilor hidraulice determinîndu-l experimental într-o conductă elicoidală, de lungime mare, fig. 4.45. Apa este circulată dintr-un rezervor d capteare g de către o pompă centrifugă a, debitul modificîndu-se cu ajutorul vanei b şi al unui by-pass; apa trece prin conducta elicoidală rotitoare e considerată netedă hidraulică.

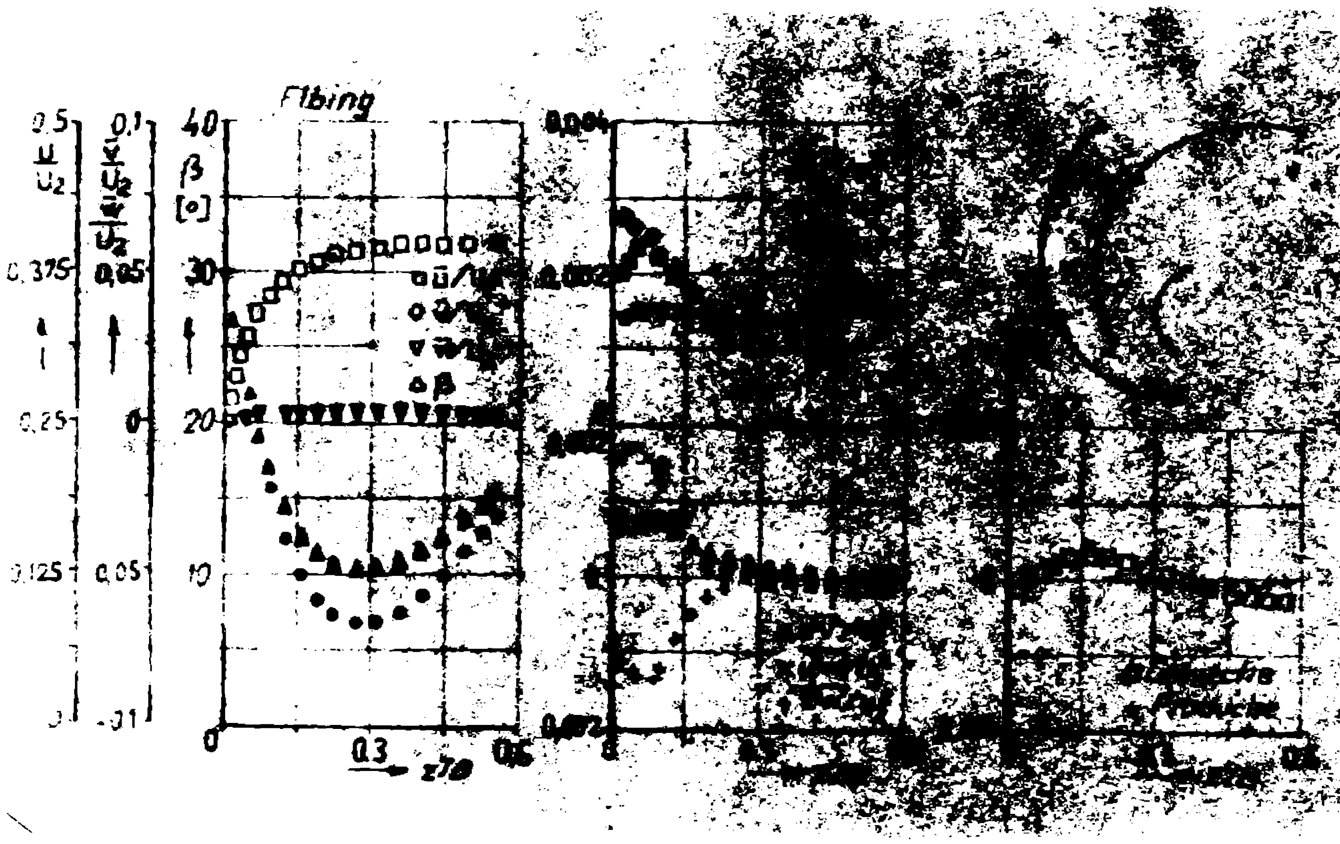


Fig. 4.41

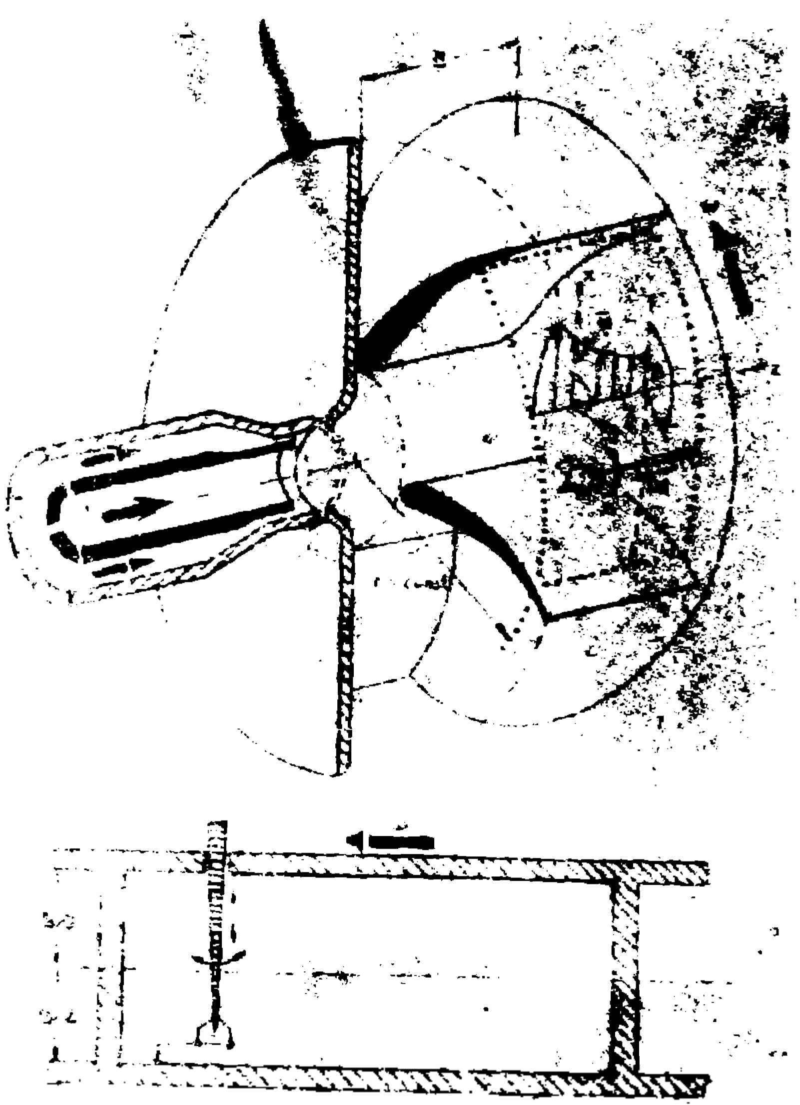


Fig. 4.42

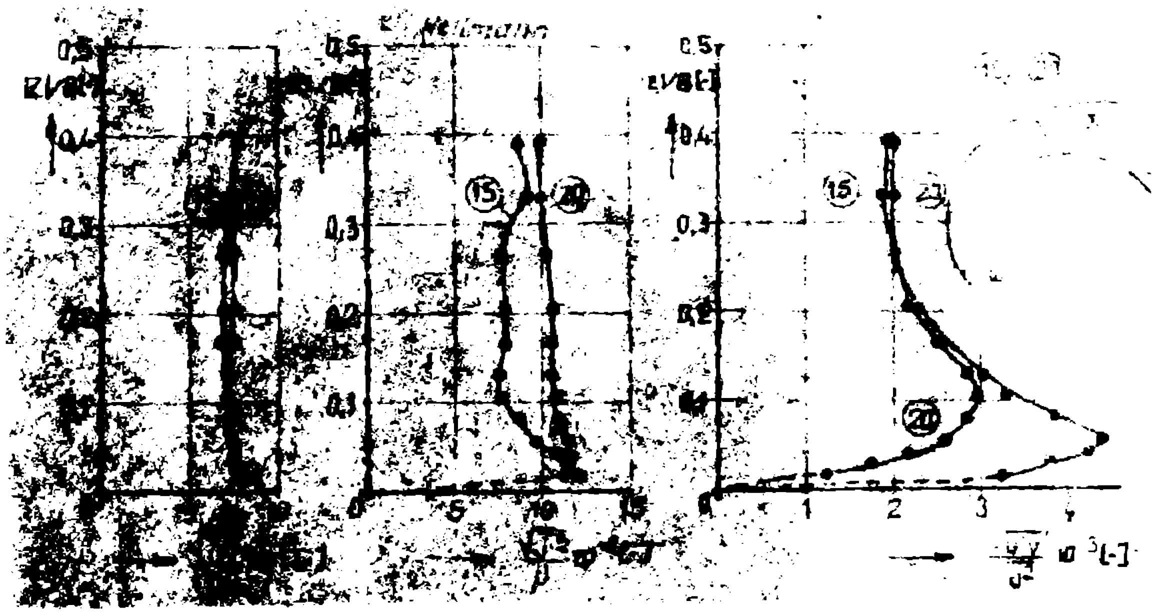


Fig. 4.43

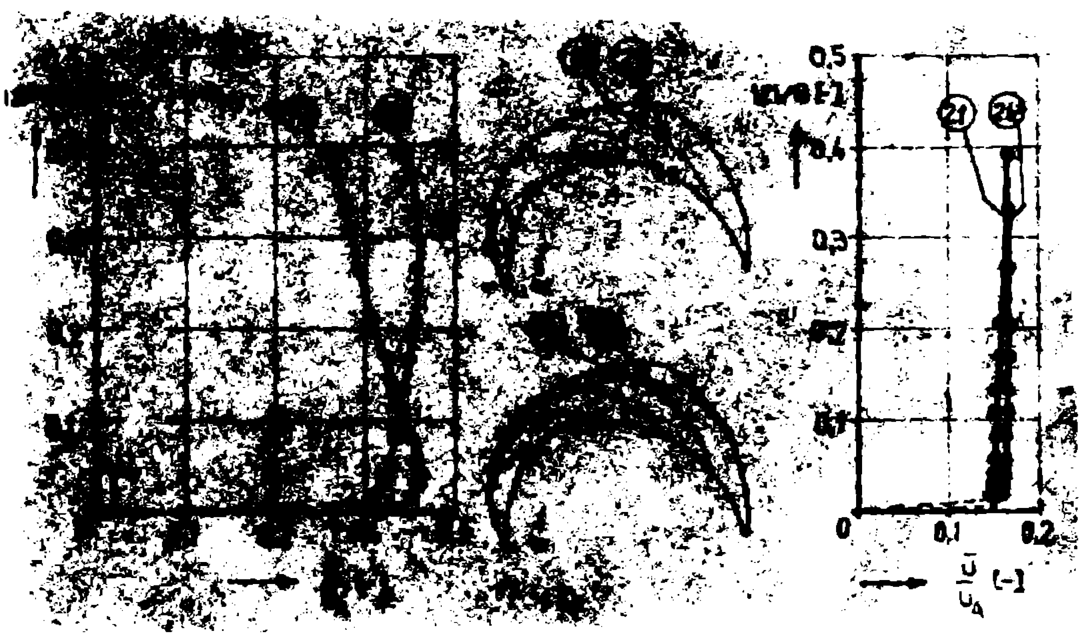


Fig. 4.44

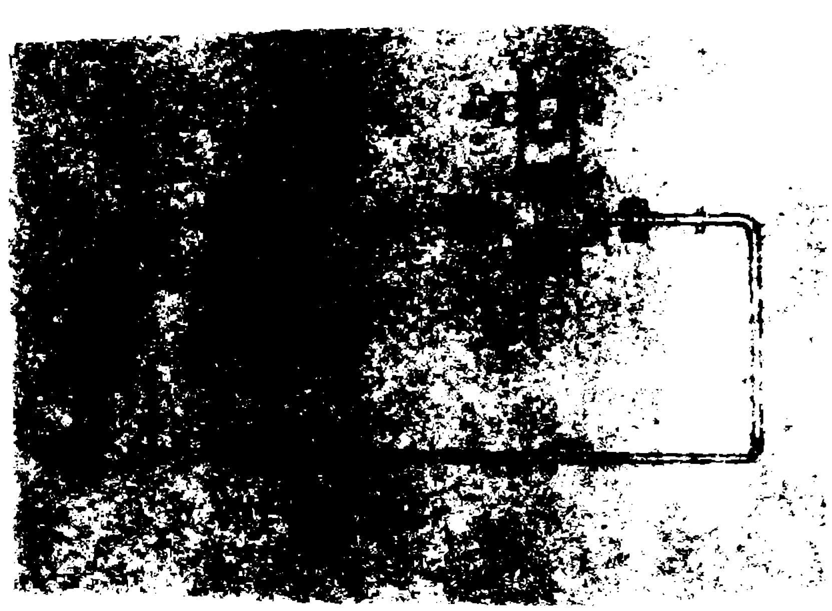


Fig. 4.45

Foarte recent (1984) Hoover şi al. /60/, studiază experimental curgerea laminară într-un canal dreptunghiular spiralat rotitor, cu axa verticală, modelînd curgerea în centrifuga de aerosol. Autorii ignorează din păcate datele utile din literatură, cunoscîndu-se pare doar pe cele din anii 1951-1955, ceea ce impietează evident asupra cercetării efectuate.

Oricum, trecerea în revistă a studiilor experimentale pe plan mondial, în lucrarea de faţă, dovedeşte convingător deosebita importanţă şi atenţia specială acordată problemei curgerii în conducte rotitoare, soluţionarea ei reprezentînd fără îndoială un ajutor însemnat pentru domeniul maşinilor hidraulice şi al hidraulicii în general. De asemenea se pune în evidenţă dificultatea deosebită întîmpinată în cercetările experimentale, fapt pentru care, de obicei, conductele studiate sînt drepte şi de secţiune constantă.

Analizînd cu mare atenţie rezultatele experimentale din literatură, lucrarea de faţă şi-a propus să se apropie mai mult de fenomenul real din turbomaşini, modelînd conducta în acest scop, luînd în considerare atît efectele rotaţiei, cît şi ale curburii şi difuzorului, verificînd astfel şi completînd modelul teoretic elaborat.

4.2. Staţiunea experimentală IPT.

Proiectarea unei staţiuni experimentale pentru studiul curgerii în conducte rotitoare curbate, presupune elaborarea unei instalaţii care să răspundă cerinţelor impuse de strategia experimentului, adică ea trebuie să fie capabilă să asigure realizarea valorilor necesare pentru criteriile Reynolds şi Strouhal, şi în acelaşi timp să permită măsurarea cu precizia cerută a presiunilor utilizate la calculul coeficientului de pierdere hidraulică. După un studiu în amănunt al tuturor condiţiilor cerute de experiment (gama valorilor lui Re, S, diferenţelor de presiune, lungime de stabilizare, diametrul optim al conductei, etc.), inclusiv dificila problemă a măsurării în reper neinerţial, s-a proiectat o staţiune unitară multifuncţională, utilizînd ca fluid de lucru aerul şi fiind capabilă să accepte diverse modele de conducte sau canale rotitoare, apropiate de canalele interpaletare rotorice ale maşinilor hidraulice radiale şi radial-axiale.

O astfel de conductă rotitoare ,model fizic al canalului rotoric interpaletar,fig.4.46,se caracterizează prin originea reperului neinerţial O', O centrul de curbură, R_c raza de curbură,excentri-

Fig.4.46

citatea O'O, D=2R diametrul conductei, L lungimea zonei de lucru, Z_1 şi Z_2 razele de poziţie ale zonei de lucru.

Pentru această conductă diferenţa de presiune ce apare între secţiunile marcate de Z_1 şi Z_2 se calculează cu relaţia:

$$\Delta p = \lambda \frac{L}{D} \rho \frac{v^2}{2} - \frac{\rho}{2} q^2 \left(z_2^2 - z_1^2 \right) \qquad (4.1)$$

căci, în reperul neinerţial, fig.4.47:

$$\frac{1}{\rho} \nabla' p'_M = \frac{1}{\rho} \nabla' p' - \bar{Q}^T \bar{\gamma} + \left[\bar{q}' \cdot (\bar{z}' - \bar{c}') \right] \bar{q}' - \bar{q}'^2 (\bar{z}' - \bar{c}') \qquad (4.2)$$

şi atunci, deoarece $\nabla' = \frac{\partial}{\partial \bar{z}'}$ şi $\bar{Q}^T \cdot \bar{\gamma} = -\nabla' \Omega$ rezultă:

$$\nabla' p'_M = \nabla' p' + \rho \nabla' \Omega - \rho q'^2 (\bar{z}' - \bar{c}') \qquad (4.3)$$

şi integrînd:

$$p'_M = p' + \rho \Omega - \rho/2 \, q'^2 (\bar{z}' - \bar{c}')^2 \qquad (4.4)$$

Fig.4.47

dar, $q'^2(\bar{z}' - \bar{c}') = q'^2(\bar{Q}^T \cdot \bar{z})$

iar fluidul de lucru fiind aerul, termenul $\rho\Omega$ se poate neglija şi atunci:

$$p_M = p - \frac{\rho}{2} q^2 z^2$$

Se remarcă imediat că diferenţa de presiune (4.1), poate avea valori pozitive sau negative în funcţie de aportul forţelor centrifuge pe de o parte şi în funcţie de regimul de curgere pe de altă parte, ceea ce face să apară tendinţe contradictorii greu de conciliat şi de care s-a ţinut seama la proiectarea staţiunii experimentale.

Schematic, staţiunea experimentală utilizată la determinarea pierderilor hidraulice în conducte şi canale rotitoare curbate, se prezintă ca în fig.4.48, foto 1.

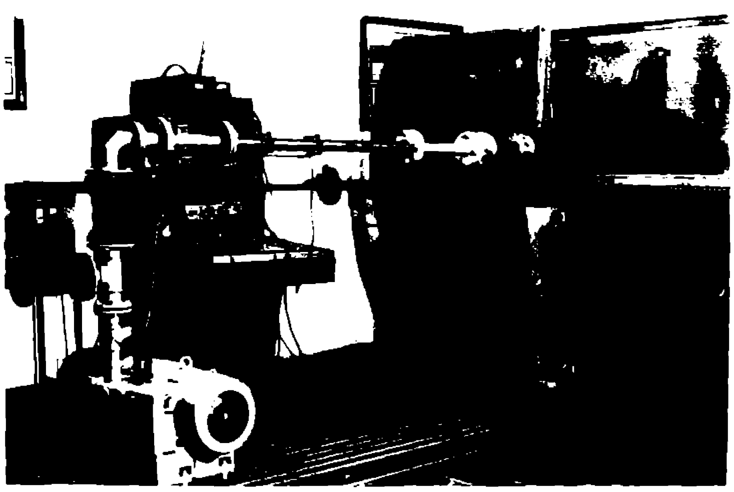


Foto 1.

Fluidul de lucru fiind aerul, pe planşeul (1) s-a montat un compresor (2) de tip KDT 140, Becker, foto 2, acesta fiind un compresor volumic multicelular avînd un rotor cu palete glisante fabricate din grafit special, fără a necesita ungere cu ulei şi deci, prezentînd avantajul că vehiculează aer fără vapori de ulei, ceea ce face ca filtrele de ulei să nu fie necesare. De asemenea compresorul KDT 140 transportă aerul fără pulsaţii, în mod continuu, ne avînd nevoie de ventile sensibile la defecte sau de reservare. Debitul maxim dat de compresor este de 140 m^3/h, puterea motorului este 7,5CP, turaţia normală de 1420 rot./min., iar suprapresiunea maximă admisibilă este de 1,2 at. (indicată la manometrul (3))

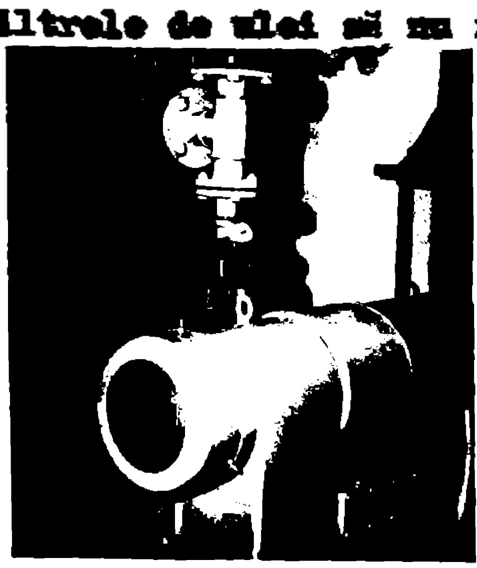


Foto 2

Pe conducta de refulare a compresorului s-au montat două vane, una (21) permiţînd şi reglînd accesul aerului la conducta princi-

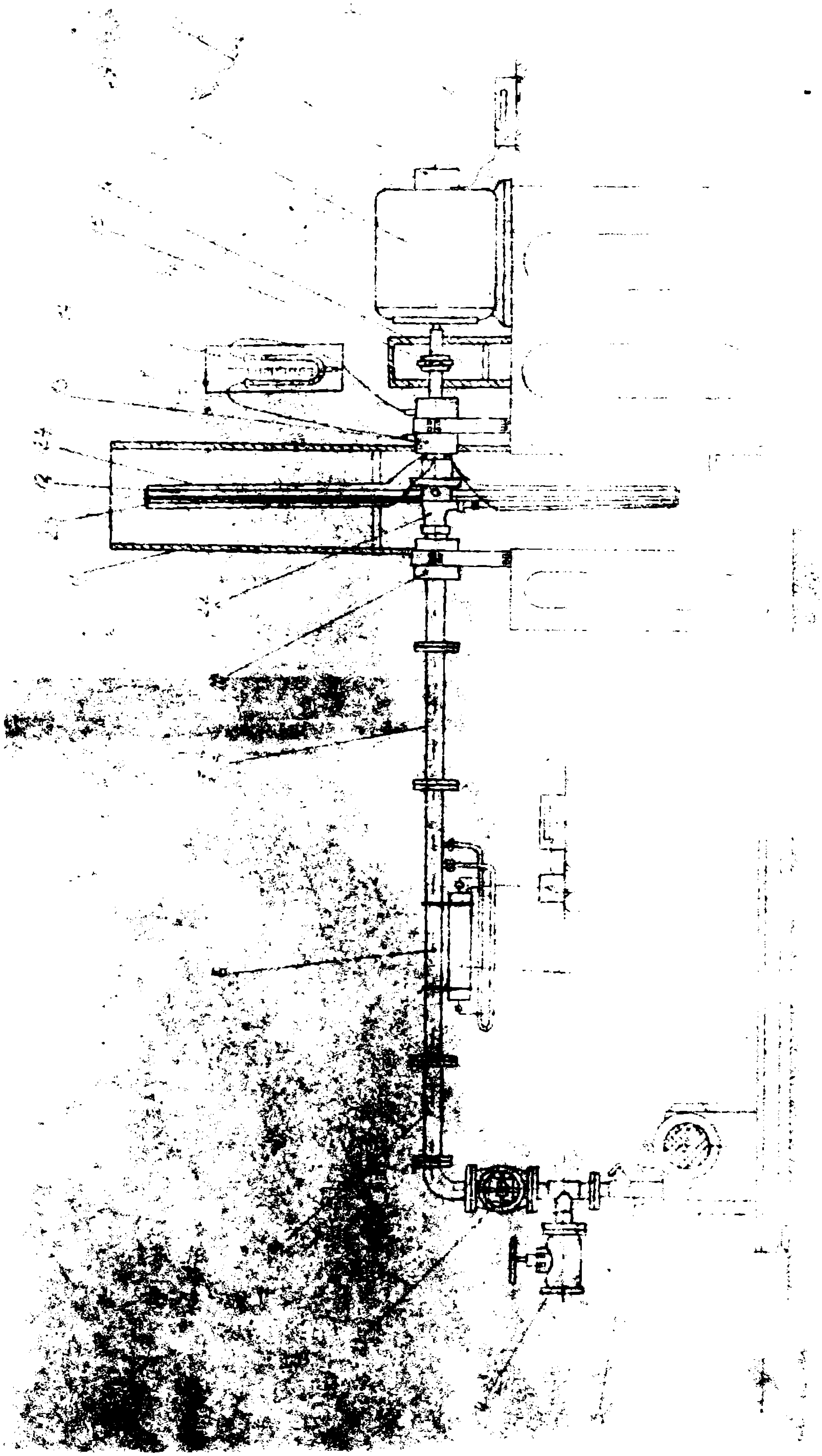


Fig 448

pală (9), iar alta (4), făcînd posibilă evacuarea aerului în exterior. Reglarea dublă cu ajutorul celor două vane permite reglarea debitului în instalație și realizarea numerelor Reynolds dorite. De la vana (21), prin intermediul unui cot se trece la conducta principală orizontală (5) pe care s-a intercalat și debitmetrul (7), cu conducta sa (6). Tronsoanele de conductă, înainte și după debitmetru sînt suficient de lungi pentru a nu perturba măsurările de debit și deci de a anihila influența rezistențelor locale. Măsurarea debitului se face cu un debitmetru termic U70, tip Setaram, ce poate măsura cu precizie debite de aer sau gaz sub 200 m^3/h, 100 m^3/h și 50 m^3/h, el avînd avantajul că oferă o măsurare directă a debitului absolut, indicația instrumentului fiind independentă de presiunea gazului și temperatură; de asemenea căderea de presiune pe debitmetru este relativ mică și etanșeitatea este excelentă. Ca principiu de bază, debitmetrul termic (foto 3) este compus dintr-un tub drept orizontal de cîțiva milimetri diametru, în care circulă gazul, acest tub jucînd rolul de senzor. Tubul este așezat într-o dublă incintă pentru protecție termică și mecanică. Două bobine electrice simetrice sînt înfășurate pe tub și funcționează atît pentru încălzire cît și pentru măsurarea temperaturii. Aceste bobinaje formează cele două ramuri ale unei punți Wheatstone. Puterea disipată în înfășurări produce o încălzire a tubului și gazului, urmînd o distribuție parabolică în absența curgerii. Cînd există debit, curba distribuției de temperatură este perturbată oglindind o răcire în secțiunea amonte și o încălzire în aval, dezechilibrînd puntea. Dacă θ_o este temperatura ambiantă și θ_m temperatura medie a unei înfășurări, iar W puterea dată de înfășurare prin încălzire electrică, rezultă că $\theta_m - \theta_o = W/A$ unde A este conductanța totală între înfășurare și mediul înconjurător. Cînd gazul curge, el este încălzit în amonte cu $\theta - \theta_o$ și răcit în aval în același fel, θ reprezentînd temperatura maximă.

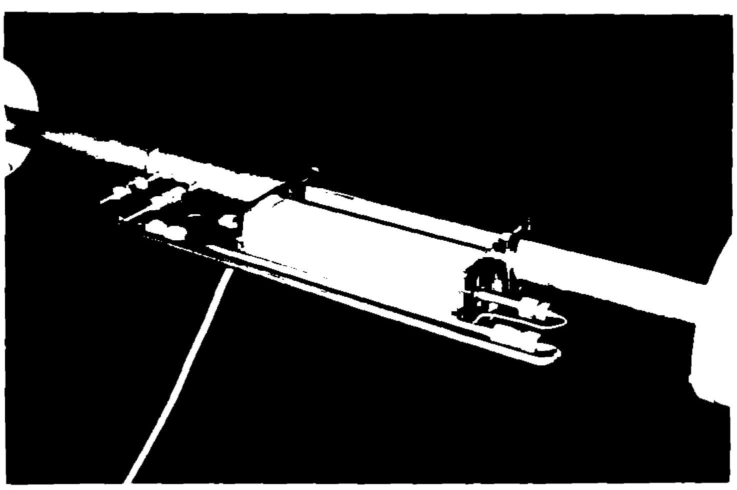


Foto 3

Și atunci:

în amonte $$\theta_{1m} - \theta_o = \frac{W - (\theta - \theta_o) CM}{A}$$

în aval $$Q_{2m} - \theta_o = \frac{W + (\theta - \theta_o) CM}{A}$$

Fig.4.49

Fig.4.50

unde c este căldura specifică şi M debitul masic absolut.
Deci,

$$\theta_{2m} - \theta_{1m} = \frac{2(\theta - \theta_0)cM}{A}$$

Măsurarea este dată de dezechilibrul punţii, care este proporţional cu $\theta_{2m} - \theta_{1m}$ (fig.4.49, 4.50)
Dacă debitmetrul termic se asociază cu un tub Venturi (6) debitul maxim ce se poate măsura ajunge la 200 m^3/h. Precizia instrumentului este de 1,5%. Alături de debitmetrul propriu-zis este montat blocul de alimentare (8) şi aparatura de înregistrare a semnalului electric (9). Măsurarea cu precizie a debitului este o condiţie esenţială în determinarea corectă a rezultatelor cercetării experimentale, cea ce s-a impus, în special pentru domeniul debitelor

mici, dublarea instrumentelor de măsură, pe lîngă debitmetrul termic fiind înseriat și un rotametru cu floter (25), ce permite determinarea debitului pentru următoarele domenii de valori nominale: 25 m^3/h 15 m^3/h, 2 m^3/h, cu precizia de 1,5%, făcînd posibilă pe de o parte verificarea datelor obținute cu debitmetrul termic, iar pe de altă parte permițînd măsurarea cu precizie a debitului pentru domeniul de valori sub 10 m^3/h, unde debitmetrele termice existente la LMET nu au acces decît cu erori mari.

Trecerea de la conducta principală fixă (5) la conducta rotitoare (23) se face prin intermediul etanșării magnetofluidice (10) ce permite pătrunderea fără pierderi de debit a aerului din conducta fixă în cotul rotitor (22). In principiu o etanșare magnetofluidică conține două piese polare inelare (fig. 4.51 și 4.52) între care este cuprins un magnet permanent tot de formă inelară. Acest pachet de inele va fi tras pe tronsonul de conductă rotitoare, piesele polare fiind prevăzute pe diametrul interior cu un număr de dinți. Intre acești dinți și peretele conductei rotitoare punîndu-se ferofluid și formîndu-se astfel niște inele de ferofluid ce vor constitui etajele de etanșare.

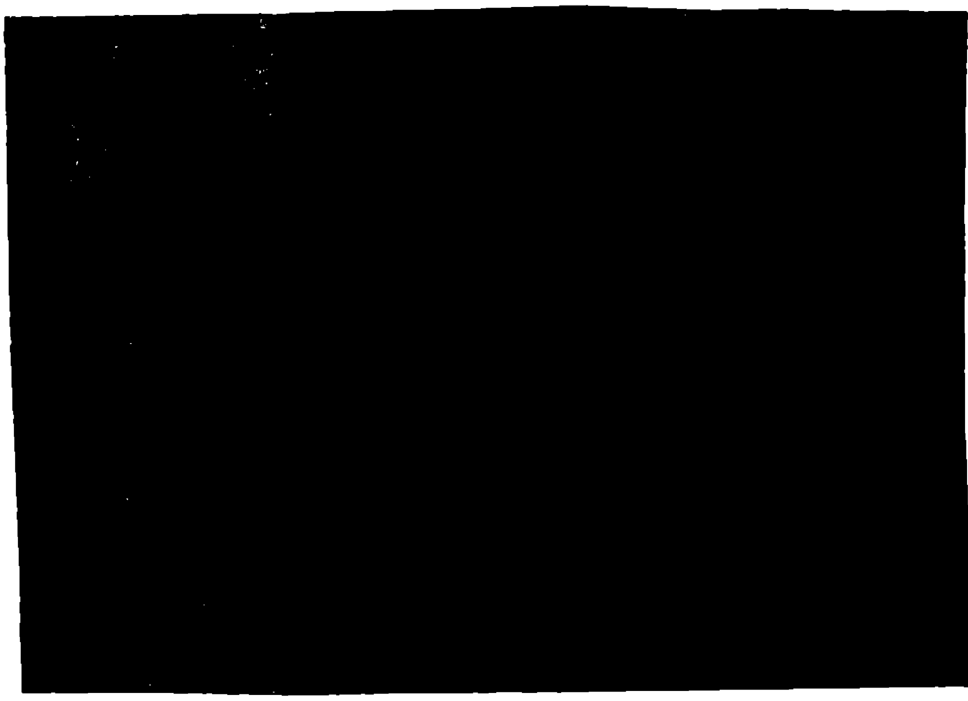


Fig. 4.51

Fluidele magnetice sau ferofluidele sînt suspensii coloidale ultrastabile de particule magnetice cu dimensiuni foarte reduse de aproximativ 100 Å, în diferite lichide de bază, ca apa, petrolul, uleiurile minerale, diesterii.

Datorită dimensiunilor reduse ale particulelor și a acțiunii adaosului stabilizator, particulele magnetice se integrează în structura lichidului de bază, conferindu-i proprietăți magnetice remarcabile. Aceste lichide magnetice, deși sînt medii bifazice își păstrează stabilitatea chiar și sub acțiunea unor cîmpuri magnetice neuniforme intense. In cazul etanșării magnetofluidice, fiecare inel de ferofluid constituie deci un etaj de etanșare, care în funcție de magnetizația de saturație a ferofluidului Ms și de configurația cîmpului magnetic din întrefier rezistă la o anumită diferență de presiune: $\Delta p \cong M_s (B_1 - B_2)$, unde B_1 este valoarea maximă a inducției magnetice din întrefier, iar B_2 cea minimă; $\Delta p_{max} = n \Delta p$ unde n- numărul de etaje. [180], [181]

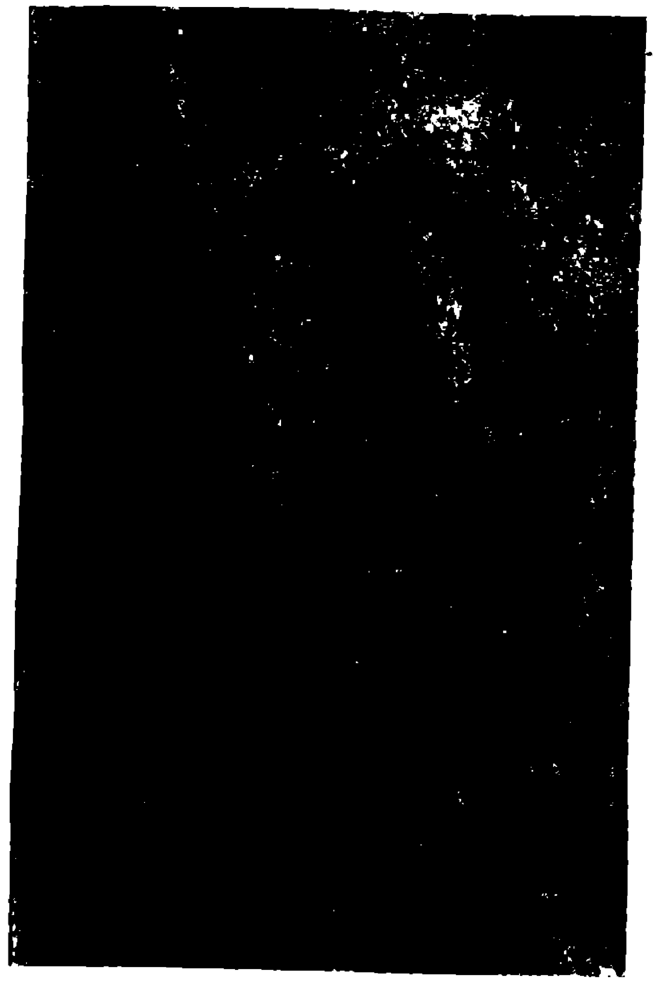


Fig.4.52

Fig.4.53

Cotul rotitor (22), fig.4.53, turnat din aluminiu, permite pe de o parte trecerea de la mişcarea orizontală la curgerea aerului într-un plan vertical, iar pe de altă parte, face trecerea de la secţiunea conductei orizontale de diametru de 50 mm la secţiunea conductei rotitoare de diametru de 25 mm, sau de 10mm. Cotul rotitor (22) este fixat solidar cu butucul spuelii (12), crucea fiind formată din patru țevi sudate pe butuc și avînd rolul de-a rigidiza conducta rotitoare (23) și de-a permite o echilibrare a ansamblului rotitor prin intermediul unor greutăți culisante din interiorul celor patru țevi.Mișcarea de rotație este transmisă de la un motor de curent continuu (17),avînd puterea de 4,6 KW și avînd posibilitatea reglării turației în domeniul 100-700 rot./min Turația se măsoară cu ajutorul unei fotodiode și al discului cu 60 de fante (18),semnalul fiind preluat de un numărător electronic (19).Motorul electric se află montat pe batiul (20).Prin intermediul cuplajului elastic (15),protejat de carcasa (16),mișcarea de rotație este transmisă arborelui principal,care,la rîndul său va roti butucul crucii (12).Crucea și conducta rotitoare,montată pe ea,sînt protejate cu carcasa (11).

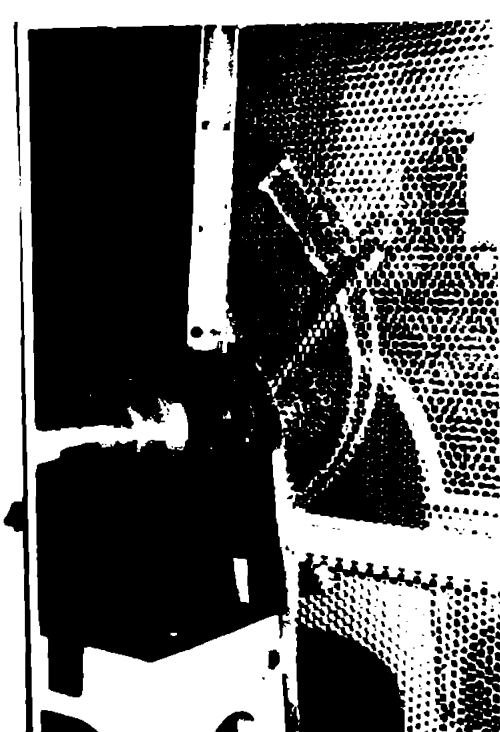
O problemă deosebită o constituie măsurarea diferențelor de presiune pe conducta rotitoare.Conducta rotitoare este prevăzută cu mai multe prize de presiune,la care se racordează furtunurile de cauciuc (24),ce vor face legătura cu prizele de presiune practicate în arborele principal.(fig.4.54).Arborele principal are practicate în interiorul său un număr de canale de diametru de 3 mm,corespunzătoare numărului de prize de presiune (în total 5 prize,deci canale),care permit transmiterea presiunii de la conducta rotitoare prin intermediul celor 5 prize de intrare în arbore,la 5 inele colectoare distribuite pe exteriorul și pe lungimea arborelui.(fig.4.55).Cele 5 inele colectoare sînt realizate cu ajutorul a trei pachete de etanșări magnetofluidice care permit trecerea de la mișcarea de rotație la reperul fix,(foto 8).

Inelele colectoare comunică cu 5 prize de presiune practicate pe carcasa ansamblului de etanșări (13),de unde prin intermediul unor furtunuri de cauciuc se face legătura la traductorul de presiune (14). Traductorul de presiune utilizat a fost în funcție de domeniul de presiuni,fie cu ferofluid,fie cu alcool sau apă, ca lichid de măsură.Pentru presiuni mici,alături de micromanometrele cu alcool,traductorul de presiune cu ferofluid a permis compensarea dezavantajului folosirii aerului ca fluid de lucru (diferențele de presiune la aer fiind mult mai mici decît la apă),el compunîndu-se dintr-un tub în formă de U din material nemagnetic izolator (teflon),fig.4.56,pe fiecare braț fiind înfășurată cîte o bobină L_1 și L_2.Bobinele au același număr de spire și sînt legate diferențial.Tubul U se umple pînă la jumătatea înălțimii,cu fluid magnetic și se montează vertical pe o placă cu înclinare reglabilă,prevăzută cu nivelă cu lichid pentru controlul și reglarea poziției traductorului.Diferența de presiune ce urmează a fi măsurată produce o denivelare a fluidului magnetic din tub, astfel că inductanțele bobinelor se modifică dezechilibrînd o punte tensiometrică. Traductorul a fost realizat la IPT. [183]

Fig. 4.54

Fig. 4.55

Foto 4



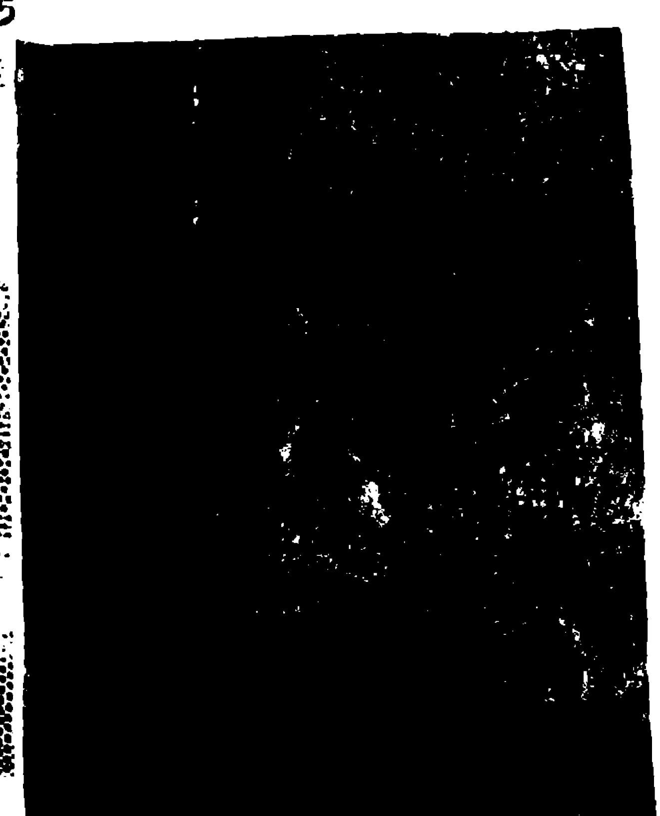


Fig. 4.56

Aşa cum măsurarea presiunii, datorită conductei în rotaţie, a constituit o problemă deosebită, măsurarea temperaturii în conducta rotitoare a ridicat aceleaşi complicaţii. In final s-a recurs pentru măsurarea temperaturii la un sistem de telemăsură prin emisie-recepţie, care permite transmiterea la distanţă prin unde radio a semnalului. Sistemul de telemăsură a temperaturii, realizat la LMH, se compune dintr-un emiţător ce constituie partea de transmisie, format dintr-un modulator de frecvenţă joasă, bazat pe un oscilator comandat în tensiune, de la un mixer echilibrat, şi o punte rezistivă, pe un braţ al acesteia aflîndu-se traductorul termic (semiconductor termorezistiv). Se foloseşte un sistem de modulaţie în frecvenţă cu bandă îngustă, deoarece aceasta este imun la zgomote şi perturbaţii electrice. Modulatorul comandă un oscilator stabilizat, cu cristal de cuarţ (stabilizare de 10^{-9} Hz), frecvenţa oscilatorului fiind de 10,7 MHz, după care semnalul este amplificat în putere şi emis de antenă (puterea de emisie este de 100 mW, avînd bătaie de 250 m). Receptorul se compune dintr-un amplificator de radiofrecvenţă, la 10,7 MHz, un filtru din cristal de cuarţ pentru 10,7 MHz, cu o lăţime de $\pm$ 7 KHz, un etaj de amestec, rezultînd frecvenţa intermediară de 465 KHz. Semnalul este demodulat în frecvenţă cu un detector de produs, urmînd o amplificare într-un amplificator cu două etaje, cu un nivel de ieşire de 1V, necesar pentru intrarea directă în frecvenţmetrul numeric cu 7 cifre tip E0202. Sensibilitatea la intrarea în receptor este de 10 V. Precizia instrumentului este de 1%.

4.2.1. Conducta rotitoare curbată.

In urma studiilor preliminare şi analizînd planificarea experimentului, s-a proiectat, ca prim pas, cu scopul de a verifica rezultatele teoretice, a testa posibilităţile aparaturii realizate şi a determina noi direcţii de cercetare, o conductă de secţiune circulară, curbată, cu raza de curbură constantă, şi avînd posibilitatea de a se roti în plan vertical, cu centrul de curbură deplasat faţă de centrul de rotaţie, permiţînd astfel modelarea simplificată a unui canal interpaletar centrifug. (fig.4.57, foto 5). După cum se remarcă în figură conducta este fixată pe crucea de rigidizare, cotul rotitor fiind solidar cu butucul crucii şi de el legîndu-se în continuare conducta curbată rotitoare. Zona totală de lucru are o lungime L_{15}=2900mm iar diametrul conductei este de 8 mm, aceste dimensiuni permiţînd realizarea unor pierderi de presiune semnificative. Raza de curbură a conductei este R_o=690 mm. Conducta are practicate un număr de 5

Fig.4.57

prize de presiune în următorul mod: două perechi de prize 1-2 şi 4-5 fiind situate pe acelaşi diametru de curbură, deci simetric faţă de centrul de curbură şi o priză de presiune suplimentară 3, situată intermediar, între prizele 1 şi 5. In plus, prizele 1 şi 2, respectiv 4 şi 5, sînt poziţionate pe acelaşi diametru al conductei, simetric faţă de centrul secţiunii conductei. In acestfel s-au realizat mai multe posibilităţi de măsură a diferenţelor de presiune acestea determinîndu-se şi pe tronsoane mai scurte, L_{23}=1250 mm şi L_{35}=1650 mm, sau pe faţa interioară a conductei L_{25}, sau pe faţa exterioară a conductei L_{14}=L_{25}=2900 m faţă de centrul de rotaţie al conductei.

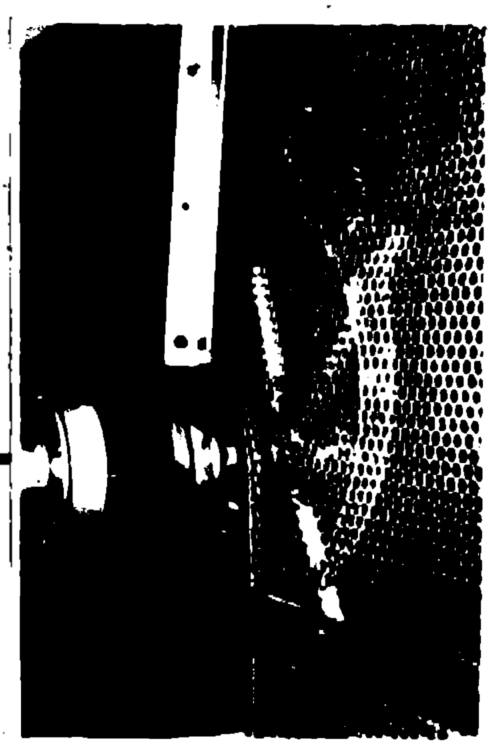


Foto 5

poziţia prizelor de presiune este dată de $Z_1=Z_2=693$ mm, $Z_3=$ 885 mm şi $Z_4=Z_5=1090$ mm. Pentru a crea condiţii favorabile măsurărilor experimentale, aerul după ce parcurge o porţiune dreaptă de conductă care-i permite să se angajeze pe cercul de rază R_e străbate o zonă neutră suficient de lungă, în comparaţie cu diametrul conductei, pentru a se realiza o curgere deplin desvoltată în momentul cînd se ajunge la prima pereche de prize. De asemenea după ultima pereche de prize de presiune, mai există un tronson de conductă ce înlătură efectul de capăt.

4.2.2. Canal difuzor-confuzor rotitor.

Avînd în vedere că scopul prezentei cercetări este de a facilita elaborarea unor metode pentru determinarea pierderilor hidraulice în canalele interpaletare ale maşinilor hidraulice, şi luînd în considerare bunele rezultate obţinute în cazul conductei curbate rotitoare, s-a căutat în continuare, utilizînd staţiunea existentă să se proiecteze şi realizeze un model mai apropiat de forma unui canal rotoric. (fig. 4.58)

In urma analizei legate de posibilităţile staţiunii şi de posibilităţile de măsurare s-au stabilit noua formă şi dimensiunile modelului experimental; astfel, canalul va fi de tipul unui difuzor curbat, secţiunea de intrare, considerînd că funcţionează ca rotor centrifug, fiind de formă patrată, cu latura de 10 mm, iar secţiunea de ieşire avînd forma dreptunghiulară, cu dimensiunile L=45 mm şi l=10 mm. Canalul are o grosime constantă de 10 mm (interior), doar lăţimea crescînd continuu de la 10 mm la 45 mm, şi realizînd astfel difuzorul în plan vertical, planul de rotaţie; de asemenea curbura canalului este constantă, raza de curbură pînă în axa de simetrie a canalului fiind $R_e=250$ mm şi să specificăm că acest canal este curbat numai în plan vertical, el fiind cuprins în acest plan şi deci, faţă de un canal interpaletar de turbină Francis de pildă, constituie un model mai simplu, dar care modelează foarte bine rotorii de turbotransformator. Lungimea de lucru a canalului este de L=500 mm, ea fiind delimitată de cele două secţiuni de măsură, fiecare secţiune avînd 4 prize de presiune, în acelaşi plan, cîte una pe fiecare faţă a canalului. Zona de lucru a canalului s-a realizat din plexiglas, ceea ce elimină influenţa rugozităţii. Secţiunile de măsură sînt amplasate faţă de centrul de rotaţie la $Z_1=150$ mm şi $Z_2=300$ mm. Centrul de rotaţie este deplasat faţă de centrul de curbură. Intreaga conductă este fixată pe un cadru rigid compus dintr-un butuc şi patru ţevi de rigidiza-

Fig.4.50

re,avînd şi posibilităţi de echilibrare.După cum am spus rolul acestui canal este multiplu:se urmăreşte în primul rînd trecerea de la cazurile mai simple ale conductei curbate rotitoare,de secţiune circulară constantă,pentru care rezultatele experimentale au confirmat modelul teoretic şi funcţionalitatea staţiunii,la cazul complex al canalului,cea mult mai apropiat de situaţia reală din rotorii turbomaşinilor;prin forma canalului se permite determi narea influenţei geometriei dreptunghiulare a secţiunii combinată cu influenţa difuzorului, asupra curgerii în canal, peste care se suprapune influenţa curburii şi a rotaţiei, toate acestea subliniind complexitatea problemei. Rolul multiplu al canalului rotitor se oglindeşte şi în faptul că el a fost proiectat astfel încît să permită o funcţionare atît în regim de pompă centrifugă cît şi ca un canal de turbină centripetă; există într-adevăr posibilitatea ca de la cotul rotitor al staţiunii să se realizeze o legătură elastică, fie cu secţiunea patrată, în care caz canalul funcţionează ca pompă centrifugă, fie cu secţiunea dreptunghiulară în care caz canalul funcţionează ca turbină centripetă.

CAPITOLUL V.

ANALIZA REZULTATELOR EXPERIMENTALE.

5.1. Prelucrarea datelor experimentale.

5.1.1. Erori de măsură.

Cercetarea experimentală a pierderilor hidraulice în conducte curbate rotitoare prezintă multiple dificultăţi, care în mod inevitabil conduc la apariţia unor erori de măsură specifice unor astfel de încercări experimentale.

In primul rînd, măsurarea presiunii statice a fost afectată de o eroare sistematică, căci în mod corect, instrumentul de măsură ar fi trebuit să se afle aşezat solidar cu conducta rotitoare, la priza de presiune, orice îndepărtare a instrumentului de priză, datorită forţelor centrifuge ce apar în mişcarea de rotaţie, conducînd la modificarea presiunii. Avînd în vedere că de la prizele de presiune aflate pe conducta rotitoare, presiunea este "adusă" prin intermediul racordurilor decauaine, în axa de rotaţie a sistemului, va rezulta o diminuare a ei din cauza forţelor centrifuge şi atunci valorile măsurate ale presiunii vor fi mai mici decît valoarea adevărată. Pentru determinarea şi corectarea acestei erori de măsură se va considera după Herpfer /58/, distribuţia de presiuni într-o coloană de aer de lungime l, care se roteşte cu viteza unghiulară Ω perpendicular pe axa ei longitudinală. Modificarea presiunii de-a lungul razei, sub formă diferenţială va fi:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho \Omega^2 z$$

Din ecuaţia termică de stare a gazului rezultă:

$$pV = \nu RT$$

sau

$$pV = \frac{m}{\mu} RT$$

de unde

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu p}{RT}$$

şi atunci

$$\frac{RT}{\mu} \frac{dp}{p} = \Omega^2 z\, dz$$

sau integrînd

$$\int_{p_1}^{p} \frac{RT}{\mu} \frac{dp}{p} = \int^{z} \Omega^2 z\, dz$$

de unde $$\ln \frac{p}{p'} = \frac{\varrho^2 z^2}{2} \frac{\mu}{RT}$$

şi $$p = p' \exp\left(\frac{\varrho^2 z^2 \mu}{2RT}\right)$$

unde p' este valoarea presiunii citită la traductorul de măsurare a presiunii. Inseamnă că toate măsurările de presiune vor trebui corectate cu ajutorul relaţiei de mai sus. Facem observaţia că fiind vorba de aer, eroarea aceasta de măsură este aproape neglijabilă, termenul $\exp\left(\frac{\varrho^2 z^2 \mu}{2RT}\right)$ fiind foarte aproape de unitate.

O altă eroare de măsură apare datorită faptului că axa de rotaţie este orizontală şi conducta se roteşte într-un plan vertical. Din aceste motive o priză de presiune de pe conducta în rotaţie, faţă de axa de rotaţie, va fi variabilă ca poziţie, ceea ce conduce la o modificare continuă a termenului gravitaţional (gz) şi deci la o modificare a presiunii datorate coloanei de aer ϱgz. Insă, datorită faptului că fluidul de lucru este aer, termenul gravitaţional este foarte mic şi se poate neglija.

Erori de măsură pot să apară şi din cauza că temperatura se măsoară la partea terminală a conductei rotitoare, ori, după cum se ştie într-un sistem rotitor, ca urmare a mişcării secundare, transmiterea căldurii prin convecţie creşte comparativ cu cazul curgerii în conducta fixă şi apare deci o pierdere de căldură suplimentară, prin cedarea acesteia în exterior, în mediul ambiant; există atunci o diferenţă de temperatură între priza 1 şi 5 de pildă. Calculele făcute demonstrează însă că modificări ale temperaturii cu cîteva grade Celsius (1-5 C), producîndu-se astfel modificarea viscozităţii şi deci a valorii numărului Reynolds, conduce la erori ale coeficientului de pierdere λ neînsemnate pentru scopul cercetării.

O altă eroare, care este dificil de determinat, o constituie pierderile de debit ce pot să apară în aval de debitmetru. In experimentul prezent, aceste pierderi de debit s-au neglijat.

Insăşi măsurarea presiunii statice în conducta rotitoare se va face cu erori, avînd în vedere că mişcarea secundară existentă nu permite ca priza de presiune să fie mereu perpendiculară pe direcţia curgerii; şi aceste erori s-au neglijat.

Unele erori de măsură au putut apărea şi datorită faptului că nu s-a ţinut cont de rugozitatea interioară a conductei, aceasta considerîndu-se netedă hidraulic.

5.1.2. Calculul erorilor.

5.1.2.1. Erori grosolane.

Incercările experimentale din cadrul lucrării de față au fost efectuate cu deosebită grijă, astfel că erori grosolane evidente nu au apărut. Totuşi, pentru o prelucrare corectă a datelor experimentale s-a considerat necesară verificarea valorilor care se abat cel mai mult de la valorile medii şi analizarea dacă aceste valori fac parte din categoria erorilor grosolane sau nu. Metoda folosită este cea care consideră σ, eroarea medie patratică necunoscută, /136/ şi utilizează în schimb abaterea standard empirică:

$$S=\sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{k=1}^{n}(x_k-\bar{x})^2}$$

unde: n-numărul de măsurări

$\bar{x}$-valoarea medie aritmetică

Excluderea erorii grosolane, a valorii apărute neaşteptat, notată cu x^* s-a făcut determinînd raportul:

$$t=\frac{|x^*-\bar{x}|}{S}$$

şi stabilindu-se ca siguranţă a estimaţiei $\mathcal{P}$ =99%, ceea ce corespunde unui nivel al probabilităţii de excludere α =1% şi unei valori $t(\mathcal{P})$ = 2,576. Toate datele experimentale x^* pentru care raportul $t > t(\mathcal{P})$, au fost excluse din şirul de măsurări; facem observaţia că astfel de cazuri au fost foarte rare în cercetările prezente, o singură valoare fiind respinsă pentru încercările în conductă curbată fixă şi două valori în cazul conductei rotitoare.

5.1.2.2. Erori sistematice şi aleatoare.

O eroare sistematică despre care am vorbit în paragraful 5.1.1. a fost aceea legată de măsurarea presiunii, valorile măsurate la instrumente fiind afectate de eroarea datorată forţelor centrifuge; această eroare a fost eliminată prin corecţiile determinate teoretic în acelaşi paragraf. O altă eroare sistematică s-a raportat la punctul de zero al instrumentului de măsurare a debitului, la fiecare şir de măsurări ţinîndu-se cont şi corectîndu-se deplasarea de zero, şi de asemenea verificîndu-se în timp constanţa acestei erori.

O problemă aparte o constituie precizia aparaturii de măsură, care după cum se ştie reflectă eroarea sistematică de indicaţie a instrumentului, eroare ce apare ca diferenţă între valoarea nominală (valoarea înscrisă pe instrument) şi valoarea adevărată a mărimii măsurate (sau valoarea efectivă a instrumentului etalon)

Avînd în vedere că rezultatele finale ale cercetării experimentale reprezintă mărimi calculate în funcţie de alte mărimi măsurate direct, se pune problema determinării preciziei mărimii finale ceea ce implică un calcul bazat pe teoria propagării indicilor de precizie. In acest caz, mărimea obţinută indirect se calculează considerîndu-se mediile aritmetice ale valorilor datelor experimentale obţinute direct, precizia mărimii finale depinzînd de precizia cu care se măsoară celelalte mărimi.

Pentru situaţia generală, se consideră mărimea măsurată indirect $\bar{u}$ ca fiind exprimată de relaţia/1o5/:

$$\bar{u} = f(\bar{x}, \bar{y})$$

unde $\bar{x}$ şi $\bar{y}$ sînt mediile aritmetice a două grupuri separate de valori, obţinute pentru două mărimi fizice măsurate.

Atunci: $$\bar{u} + \varepsilon_u = f(\bar{x} + \varepsilon_x\ ,\ \bar{y} + \varepsilon_y)$$

unde $\varepsilon_u, \varepsilon_x, \varepsilon_y$ reprezintă abaterile celor trei mărimi faţă de valorile medii.

Dacă funcţia f este continuă şi derivabilă ea poate fi dezvoltată în serie Taylor şi reţinînd numai primii doi termeni, se obţine în final:

$$\varepsilon_u = \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{x}}\right)_{\bar{y}} \varepsilon_x + \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{y}}\right)_{\bar{x}} \varepsilon_y$$

Considerînd dispersia pentru mărimea determinată indirect:

$$\sigma_u^2 = \frac{\sum_1^n (u_i - \bar{u})^2}{n} = \frac{\sum_1^n \varepsilon_{u_i}^2}{n}$$

unde:

$$\sum_1^n \varepsilon_{u_i}^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{x}}\right)_{\bar{y}}^2 \sum_1^n \varepsilon_{x_i}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \bar{y}}\right)_{\bar{x}}^2 \sum_1^n \varepsilon_{y_i}^2 + 2\left(\frac{\partial f}{\partial \bar{x}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial \bar{y}}\right)\sum_1^n \varepsilon_{x_i}\varepsilon_{y_i}$$

se obţine în final, pentru o repartiţie simetrică:

$$\sigma_u^2 = \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}}\right)_{\bar{y}}^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}}\right)_{\bar{x}}^2 \sigma_y^2$$

In cazul particular cînd mărimea finală se obţine prin însumarea celor măsurate direct, se poate scrie:

$$\bar{u} = \bar{x} + \bar{y}$$

sau

$$\bar{u} + \varepsilon_u = \bar{x} + \varepsilon_x + \bar{y} + \varepsilon_y$$

de unde $\qquad \varepsilon_u = \varepsilon_x + \varepsilon_y$

şi particularizînd: $\qquad \sigma_u^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2$

sau $\qquad \sigma_u = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$

In cazul cînd mărimea finală se obţine ca produs al celor două mărimi obţinute direct, se poate scrie:

$$\bar{u} = \bar{x} \cdot \bar{y}$$

sau $\qquad \bar{u} + \varepsilon_u = (\bar{x} + \varepsilon_x) \cdot (\bar{y} + \varepsilon_y)$

de unde $\qquad \varepsilon_u = \varepsilon_x \bar{y} + \varepsilon_y \bar{x} + \varepsilon_x \varepsilon_y$

sau, neglijînd produsul $\varepsilon_x \varepsilon_y$, rezultă:

$$\varepsilon_u = \varepsilon_x \bar{y} + \varepsilon_y \bar{x}$$

şi particularizînd relaţia lui σ_u^2, se obţine:

$$\sigma_u^2 = \bar{y}^2 \sigma_x^2 + \bar{x}^2 \sigma_y^2$$

sau: $\qquad \frac{\sigma_u^2}{\bar{u}^2} = \frac{\sigma_x^2}{\bar{x}^2} + \frac{\sigma_y^2}{\bar{y}^2}$

şi în final:

$$\frac{\sigma_u}{\bar{u}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_x}{\bar{x}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{\bar{y}}\right)^2}$$

In cazul cînd funcţia apare sub forma $\bar{u} = \bar{x}^a \bar{y}^b$ eroarea medie patratică este dată de formula:

$$\frac{\sigma_u}{\bar{u}} = \sqrt{a^2\left(\frac{\sigma_x}{\bar{x}}\right)^2 + b^2\left(\frac{\sigma_y}{\bar{y}}\right)^2}$$

Pentru cercetările experimentale efectuate pe conducta curbată rotitoare, mărimile calculate sînt în principal: coeficientul de pierdere λ şi numărul Reynolds, unde:

$$\Delta p_M = \lambda \frac{L}{D} \rho/2 \, v^2$$

şi

$$Re = \frac{v \cdot D}{\nu}$$

Diferenţa de presiune de mişcare se obţine din relaţia:

$$\Delta p_M = \Delta p + \rho/2 \, \Omega^2 (z_2^2 - z_1^2)$$

Diferenţa de presiune Δp se măsoară cu o precizie constantă de 1,5% iar turaţia conductei n, se măsoară cu o precizie de 0,03%, ceea ce conduce la calculul diferenţei de presiune Δp_M cu o precizie, obţinută conform relaţiilor de mai sus, de 1,5% aproximativ.

In privinţa coeficientului de pierdere λ, rezultă:

$$\frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\Delta p}}{\Delta p}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\rho}{\rho}\right)^2 + 2^2\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2}$$

Viteza este obținută măsurîndu-se debitul, care prin folosirea unor debitmetre diferite pentru diferitele domenii, permite păstrarea unei precizii de 1,5% (eroare maximă). Densitatea aerului este funcție de temperatură, aceasta fiind măsurată cu o precizie de 1%.

Inseamnă că se poate scrie:

$$\frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = \sqrt{1,5^2 + 1,0^2 + 4\cdot 1,5^2} = 3,5\%$$

aceasta fiind eroarea medie pătratică maximă pentru cazul coeficientului de pierdere prin frecare.

Pentru calculul preciziei de determinare a numărului Reynolds, se scrie:

$$\frac{\sigma_{Re}}{Re} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_t}{t}\right)^2} = \sqrt{1,5^2 + 1,0^2} = 1,8\%$$

In afara erorilor ce apar datorită clasei de precizie a instrumentului de măsură, se vor evidenția desigur și erorile aleatoare care sînt cele mai dificile, căci ele nu pot fi anihilate.

Pentru a studia precizia de determinare a coeficientului de pierdere λ în raport cu erorile aleatoare, s-au calculat dispersiile σ^2 ale mărimilor măsurate direct, pentru trei valori ale numărului Reynolds, cu scopul de a cunoaște informativ indicele de precizie pentru λ. In final s-a obținut:

$Re = 5\cdot 10^2$

$$\frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = \sqrt{0,85^2 + 0,25^2 + 4\cdot 0,6^2} = 1,49\%$$

$Re = 5\cdot 10^3$ $\quad \dfrac{\sigma_\lambda}{\lambda} = \sqrt{0,73^2 + 0,25^2 + 4\cdot 0,47^2} = 1,18\%$

$Re = 5\cdot 10^4$

$$\frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = \sqrt{0,47^2 + 0,25^2 + 4\cdot 0,35^2} = 0,88\%$$

Compunînd incertitudinea sistematică cu incertitudinea aleatoare pe baza relației:

$$\frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_\lambda}{\lambda}\right)_s^2 + \left(\frac{\sigma_\lambda}{\lambda}\right)_a^2}$$

se obține:

$Re = 5 \cdot 10^2$ $\qquad \frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = 3,8\ \%$

$Re = 5 \cdot 10^3$ $\qquad \frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = 3,7\ \%$

$Re = 5 \cdot 10^4$ $\qquad \frac{\sigma_\lambda}{\lambda} = 3,6\ \%$

5.1.2.3.Numărul necesar de măsurări.

Determinarea indicilor de precizie în cazul erorilor aleatoare a presupus pentru cazurile considerate un calcul prealabil al numărului necesar de măsurări.S-a stabilit un nivel de încredere $\mathcal{P}$ = o,99 şi din /136/ s-a obținut numărul necesar de măsurări, cu relația:

$$n \geqslant \left[\frac{t(\mathcal{P})}{\varepsilon} \right]^2 S^2$$

unde $t(\mathcal{P})$ este 2,576,iar $q = \frac{\varepsilon}{S} = o,8$.
Rezultă $n \geqslant$ 1o măsurări.

5.1.2.4.Estimare prin interval de încredere.

Pentru cele trei valori ale numărului Reynolds s-au estimat şi intervalele de încredere,după relația cunoscută:

$$|a - \bar{x}| < \varepsilon$$

unde a este valoarea adevărată a mărimii măsurate.Considerîndu-se precizia măsurărilor necunoscută se va utiliza abaterea standard empirică:

$$S = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2}$$

care este o estimație a parametrului σ .In acest caz,intervalul de încredere devine:

$$|a - \bar{x}| < t(\mathcal{P}, k) \frac{S}{\sqrt{n}}$$

unde $t(\mathcal{P};k)$ se raportează funcției de repartiție Student şi s-a aleasă, pentru nivelul de încredere $\wp$ = 0,99, egal cu 3,250 (pentru $k = n-1 = 9$)

Si atunci rezultă pentru măsurarea debitului:

$$\varepsilon = 3{,}250 \ \frac{0{,}12}{\sqrt{9}} = 0{,}13$$

deci intervalul de încredere va fi (19,87;20,13), pentru o valoare medie de 20 m^3/h.

Pentru măsurarea diferenţelor de presiune rezultă:

$$\varepsilon = 3{,}250 \ \frac{0{,}34}{\sqrt{9}} = 0{,}37$$

şi deci intervalul de încredere este (119,63;120,37) pentru o valoare medie de 120 mm c.a.

In cazul măsurării temperaturii se obţine:

$$\varepsilon = 3{,}250 \ \frac{0{,}34}{\sqrt{9}} = 0{,}19$$

iar intervalul de încredere devine (24,81;25,19) pentru o valoare medie de 25 °C.

5.1.3. Determinarea modelului aleator al încercării.

Avînd în vedere că în cazul prezentei cercetări experimentale se urmăreşte în final obţinerea dependenţei funcţionale $\lambda = f(Re)$, deci rezultatele experimentale se vor reprezenta sub formă de grafice, este dificil şi nepractic de a analiza fiecare valoare măsurată din punct de vedere al erorilor de măsură aleatorii, în astfel de cazuri obişnuindu-se a se utiliza prelucrarea statistică a datelor experimentale cu ajutorul corelaţiei şi a metodei celor mai mici patrate. In acest scop, este important ca în timpul măsurărilor avînd în vedere că punctele măsurate nu se referă la o singură valoare a mărimii fizice, ci este vorba de o variaţie într-un domeniu larg de valori, să se realizeze un model aleator al încercării, care să permită o uniformizare a repartiţiei erorilor aleatoare, căci o ordine aleatoare în efectuarea experimentului va media efectul variabilelor necontrolate. La prezentele încercări modelul aleator stabilit a permis ca în decursul unei şedinţe de încercări experimentale să se parcurgă combinaţii aleatoare de valori ale turaţiei şi ale debitului, de forma:

$n = n_1$ ———— $Q \in (0, Q_1]$

$n = n_2$ ———— $Q \in [Q_1, Q_2]$

$n = n_3$ ———— $Q \in [Q_2, Q_3]$

$n = n_4$ ——————— $Q \in [Q_3, Q_4]$

$n = n_2$ ——————— $Q \in [Q_4, Q_3]$

$n = n_4$ ——————— $Q \in [Q_3, Q_2]$

$n = n_1$ ——————— $Q \in [Q_2, Q_1]$

$n = n_3$ ——————— $Q \in [Q_1, 0)$

5.1.4. Prelucrarea statistică a rezultatelor.

Din analiza erorilor ce pot să apară, făcută în paragrafele precedente, rezultă necesitatea unei prelucrări statistice a rezultatelor care să permită eliminarea erorilor aleatoare, respectiv atenuarea "zgomotului". Rezultatele obţinute se vor reprezenta în general sub forma unei dependenţe între coeficientul de pierdere λ şi numărul Reynolds ce caracterizează regimul de curgere, avînd ca parametru numărul rotaţional $R_Q = Q(2R)^2/\nu$. Din relaţiile de calcul ale coeficientului de pierdere λ şi al numărului Reynolds Re, rezultă că fiecare dintre cele două variabile poate fi supusă la o împrăştiere aleatoare, ceea ce ar însemna că, λ de pildă nu depinde numai de Re şi Rq, pentru o curbură Re=ct., ci şi de alte variabile necontrolabile şi atunci nu se mai poate vorbi de o dependenţă funcţională ci numai de o dependenţă stochastică, aplicîndu-se metode de analiză a corelaţiei, în acest caz ne mai fiind vorba de cea mai bună valoare a lui λ în raport cu Re, ci de cea mai probabilă valoare a lui λ în jurul cărcia se distribuie punctele măsurate.

a) Analiza de corelaţie, constă în determinarea curbei de regresie şi al coeficientului de corelaţie Ke; Ke ia valori în intervalul [o-1], cînd Ke=1, existînd o dependenţă funcţională, iar cînd Ke=o ne existînd nici un fel de corelaţie. In cadrul cercetărilor experimentale efectuate s-a urmărit calculul lui Ke, cu scopul de-a verifica dacă variabilele necontrolabile afectează foarte mult rezultatele. Dependenţa dintre coeficientul de pierdere λ şi numărul Re este neliniară, fiind funcţie de mai mulţi parametri, a căror determinare implică calcule laborioase şi greoaie, de aceea s-a căutat o soluţie de simplificare a calculului, apelîndu-se la metoda nivelării.

b) Metoda nivelării permite printr-o schimbare convenabilă de variabile aducerea formulei empirice de la forma complicată neliniară la o expresie liniară, de tipul:

$$Y = a X + b,$$

unde, în cazul de faţă:

$Y = \log(100\lambda)$ şi $X = \log Re$

Simplificarea facilitată de metoda nivelării a permis considerarea în continuare a cazului corelației liniare, unde funcțiile de regresie sînt liniare și coeficientul de corelație are expresia:

$$K_c = \frac{\overline{xy} - \overline{x}\cdot\overline{y}}{S_x S_y}$$

unde Sx și Sy sînt abaterile medii patratice:

$$Sx = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_1^n (x_i - \overline{x})^2}$$

$$Sy = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_1^n (y_i - \overline{y})^2}$$

pentru un șir de n valori măsurate, iar $\overline{x}$ și $\overline{y}$ sînt mediile aritmetice ale șirurilor de valori.

Coeficientul de corelație a fost calculat pentru toate șirurile de măsurări, și în toate cazurile valoarea rezultată a fost aproximativ 1, ceea ce indică o dependență funcțională și permite în continuare o prelucrare statistică bazată pe metoda celor mai mici patrate.

c) Metoda celor mai mici patrate permite obținerea unor estimații nedeplasate și consistente ale coeficienților polinomului liniar considerat ca model matematic al experimentului, eliminînd pe cît posibil efectele erorilor aleatoare. Considerînd, prin metoda nivelării, funcția liniară: y = ax + b, metoda celor mai mici patrate permite determinarea parametrilor a și b din condiția cunoscută:

$$\sum_{k=1}^{n}\left[y_k - (ax_k + b)\right]^2 = minim$$

Si atunci ecuația dreptei obținute va fi:

$$y - \overline{y} = \frac{\overline{xy} - \overline{x}\cdot\overline{y}}{\overline{x^2} - \overline{x}^2}\,(x - \overline{x})$$

unde

$$a = \frac{\overline{xy} - \overline{x}\cdot\overline{y}}{\overline{x^2} - \overline{x}^2} \qquad b = \frac{\overline{x^2}\,\overline{y} - \overline{x}\cdot\overline{xy}}{\overline{x^2} - \overline{x}^2}$$

Toate rezultatele cercetării experimentale au fost prelucrate statistic cu metoda celor mai mici patrate.

5.2. Rezultatele experimentale pentru cazul conductei rotitoare.

5.2.1. Metodologia încercării.

Scopul prezentei cercetări experimentale a fost determinarea pierderilor hidraulice într-o conductă curbată rotitoare, de secțiune circulară constantă. Încercarea a cuprins două etape importante:

a) în prima etapă s-a considerat conducta în care s-au măsurat pierderile, fixă, urmărindu-se a se determina influența curburii asupra lor. Metodologia încercării a fost următoarea: pentru domeniul de debite corespunzător domeniului de valori ale numărului Reynolds $(5\ 10^2 - 10^5)$, s-a stabilit în ordinea crescătoare a debitului, cîte un regim de curgere, cu ajutorul dublei reglări a vanelor (4) şi (21), la fiecare valoare constantă a debitului, măsurîndu-se simultan debitul, temperatura fluidului de lucru, şi diferenţele de presiune ΔP_{14}, ΔP_{23}, ΔP_{35}, ΔP_{24}. Parcurgerea domeniului de debite s-a făcut atît în sens crescător, cît şi descrescător, fiecare ciclu de măsurări repetîndu-se de mai multe ori.

b) În a doua etapă, s-a considerat cazul general cînd conducta curbată se roteşte. S-au stabilit trei valori ale turaţiei conductei n_1 = 136 rot./min., n_2 = 190 rot./min. şi n_3 = 270 rot./min., modificarea turaţiei realizîndu-se cu ajutorul unui redresor trifazat comandat cu tiristoare. Pentru fiecare valoare a turaţiei păstrată constantă s-a repetat metodologia încercării de la punctul a), măsurîndu-se la fiecare regim: debitul, temperatura, diferenţele de presiune şi turaţia.

5.2.2. Interpretarea rezultatelor.

Urmînd metodologia prezentată mai sus, s-au obţinut datele experimentale primare, ce au fost apoi prelucrate în conformitate cu cele explicate la punctul 5.1.

În fig.5.1 se prezintă variaţia coeficientului de pierdere hidraulică λ, determinat experimental, în funcţie de numărul Reynolds pentru cazul conductei curbate fixe. Datele experimentale

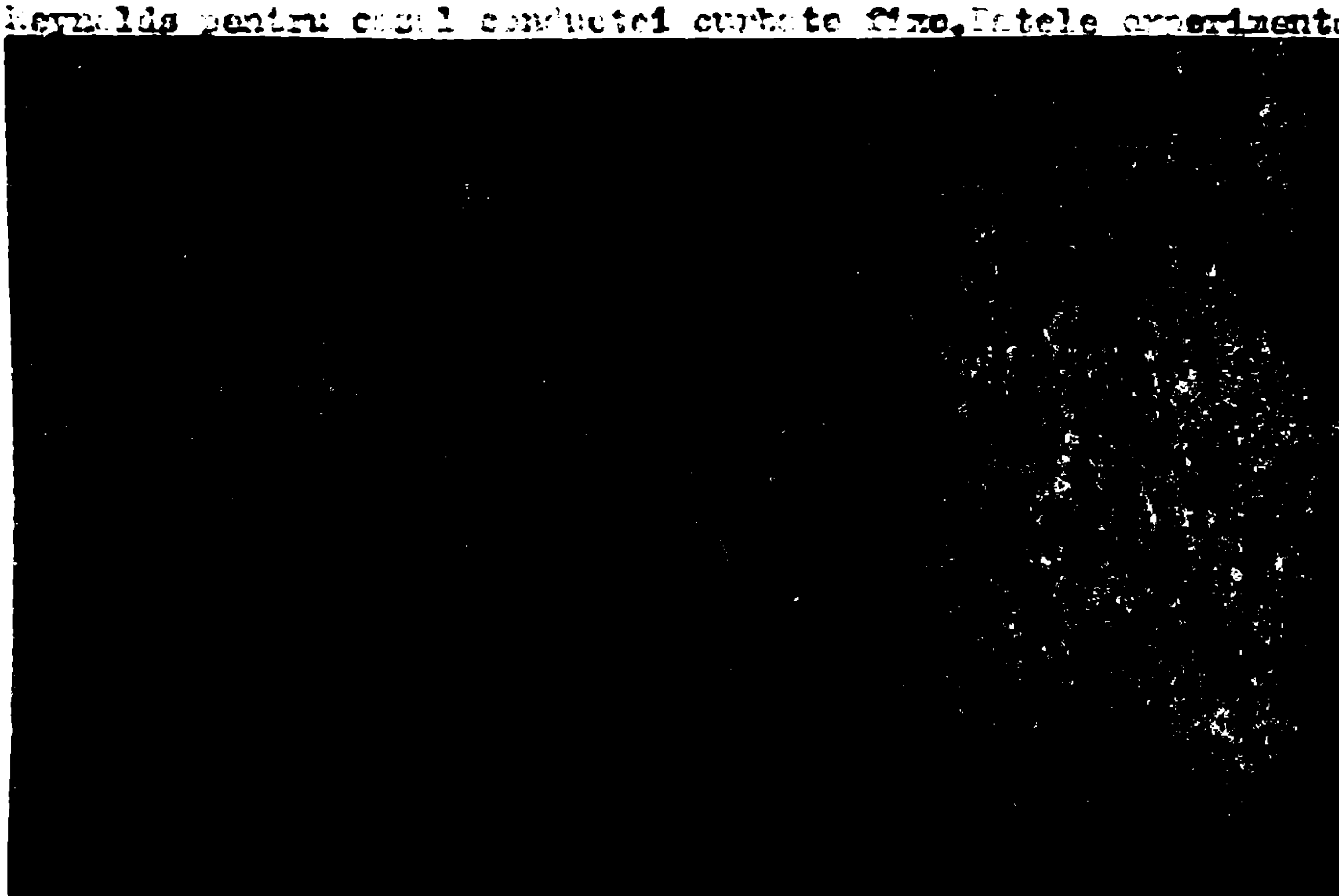


Fig.5.1

s-au comparat cu cele teoretice determinate cu relația (2.85),(3.47),remarcîndu-se o foarte bună congruență și de asemenea s-au comparat cu rezultatele experimentale ale lui Adler/1/ observîndu-se și în acest caz o suprapunere convenabilă a punctelor experimentale,ceea ce pe de o parte validează calitățile stațiunii de încercare LMH,iar pe de altă parte confirmă justețea metodei teoretice prezentate anterior,atît pentru regimul laminar,cît și pentru cel turbulent. Se observă că (fig.5.2) curbura conduce la

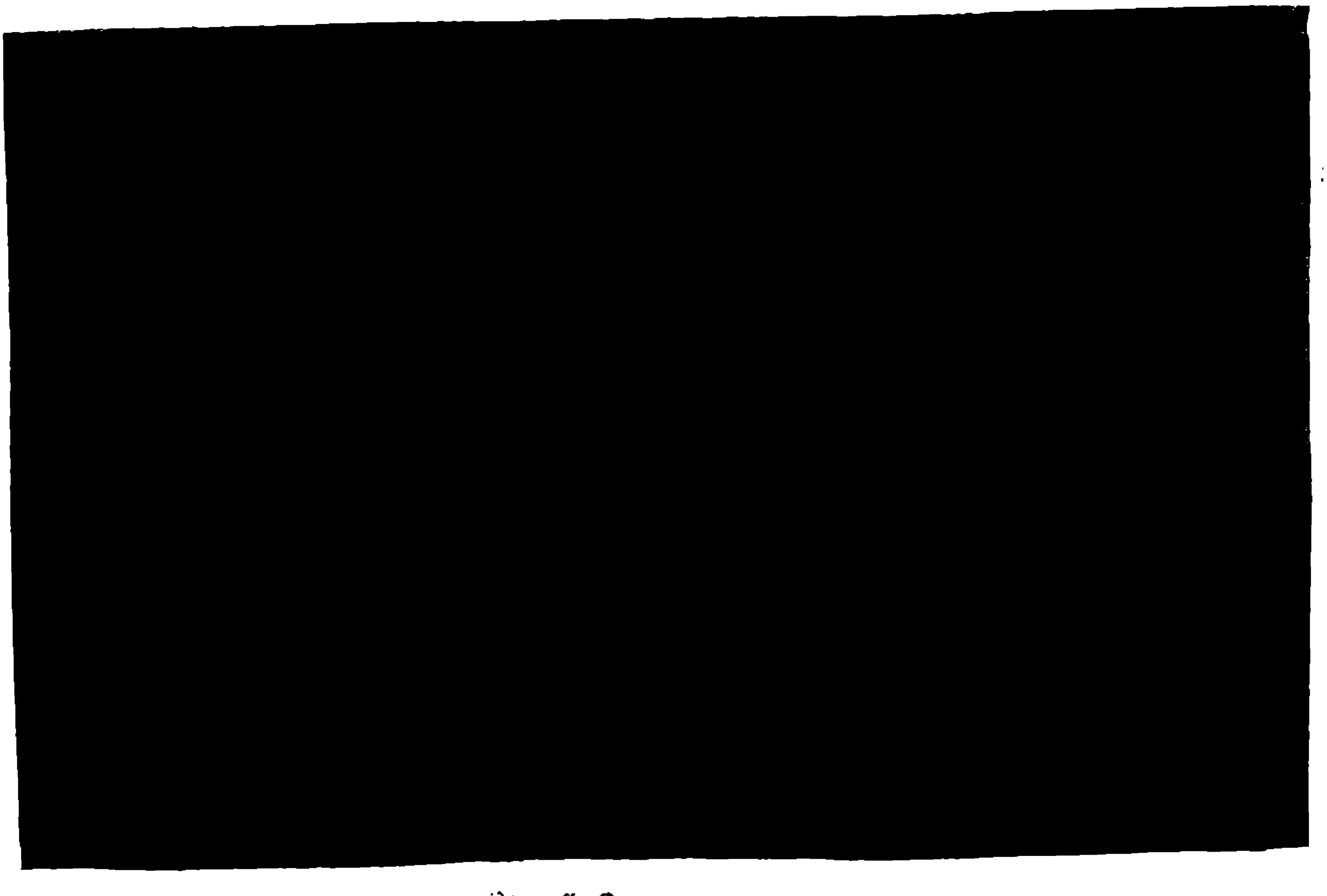


Fig.5.2

creșterea pierderilor hidraulice față de cazul conductei drepte fixe,cum era de așteptat,diferențele fiind mult mai evidente la curgerea laminară,față de curgerea turbulentă.Prelucrînd statistic datele experimentale se obțin următoarele relații empirice pentru coeficientul de pierdere hidraulică ,în cazul cînd Rc = 0,005. fig.5.3.:

$$\log(100\lambda_c) = -0,[illegible] \log Re + 3,08644 \qquad \log Re < 3,6$$

$$\log(100\lambda_c) = -0,[illegible]023 \log Re + 1,31699 \qquad \log Re > 3,6$$

In cazul în care se introduce și efectul rotației,datele se modifică,astfel pentru Rq = 60,în fig.5.4 s-au reprezentat rezul-

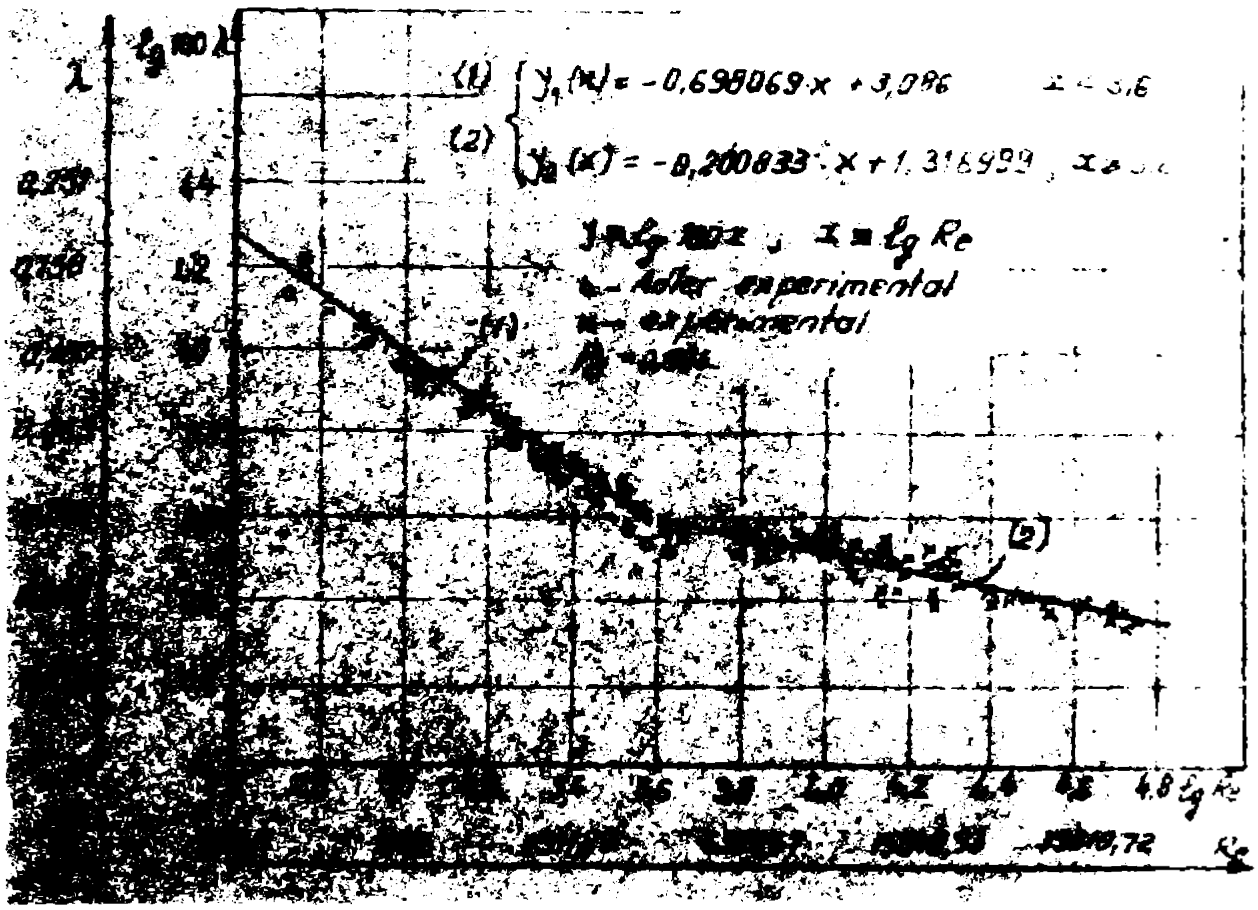

(1) $y_1(x) = -0,698069 \cdot x + 3,096$
(2) $y_2(x) = -0,200833 \cdot x + 1,316999$
$y = \lg 100\lambda$; $x = \lg Re$
Adler experimental
experimental
λ
$\lg 100\lambda$
$\lg Re$
Re

Fig 5.3

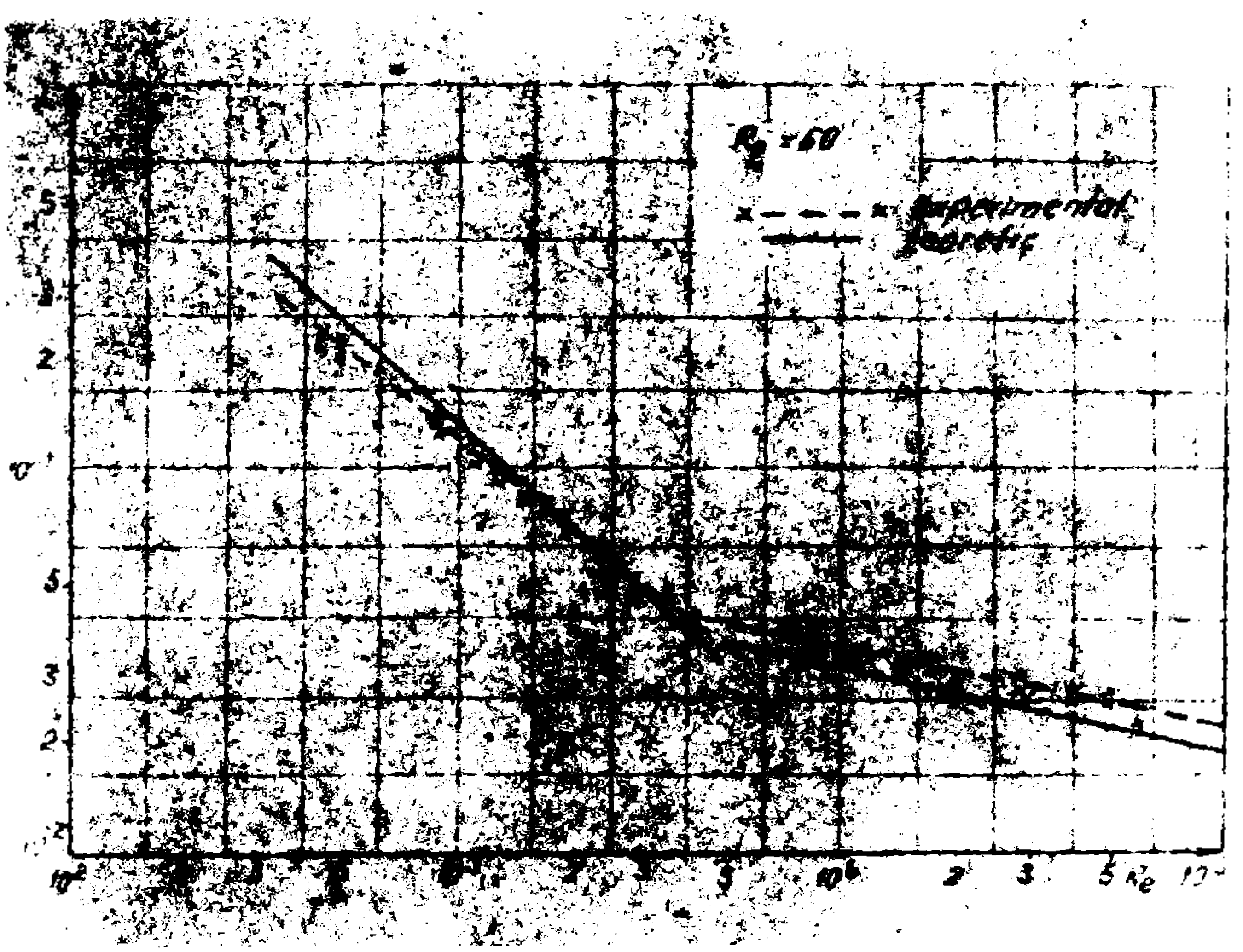

experimental
teoretic
Re

Fig 5.4

tatele experimentale comparativ cu cele teoretice determinate cu relaţiile (2.112),(3.36),remarcîndu-se o bună concordanţă în special pentru regimul laminar,în cazul regimului turbulent,rugozitatea conductei experimentale,curbura ei şi anumite neuniformităţi geometrice conducînd la o creştere a valorilor experimentale ale coeficientului de pierdere hidraulică λ_{CR}.Comparînd cu valorile prezentate în fig.5.3 pentru cazul Eq = o,se vede imediat că rotaţia produce o creştere a pierderilor hidraulice.In fig.5.5 se prezintă

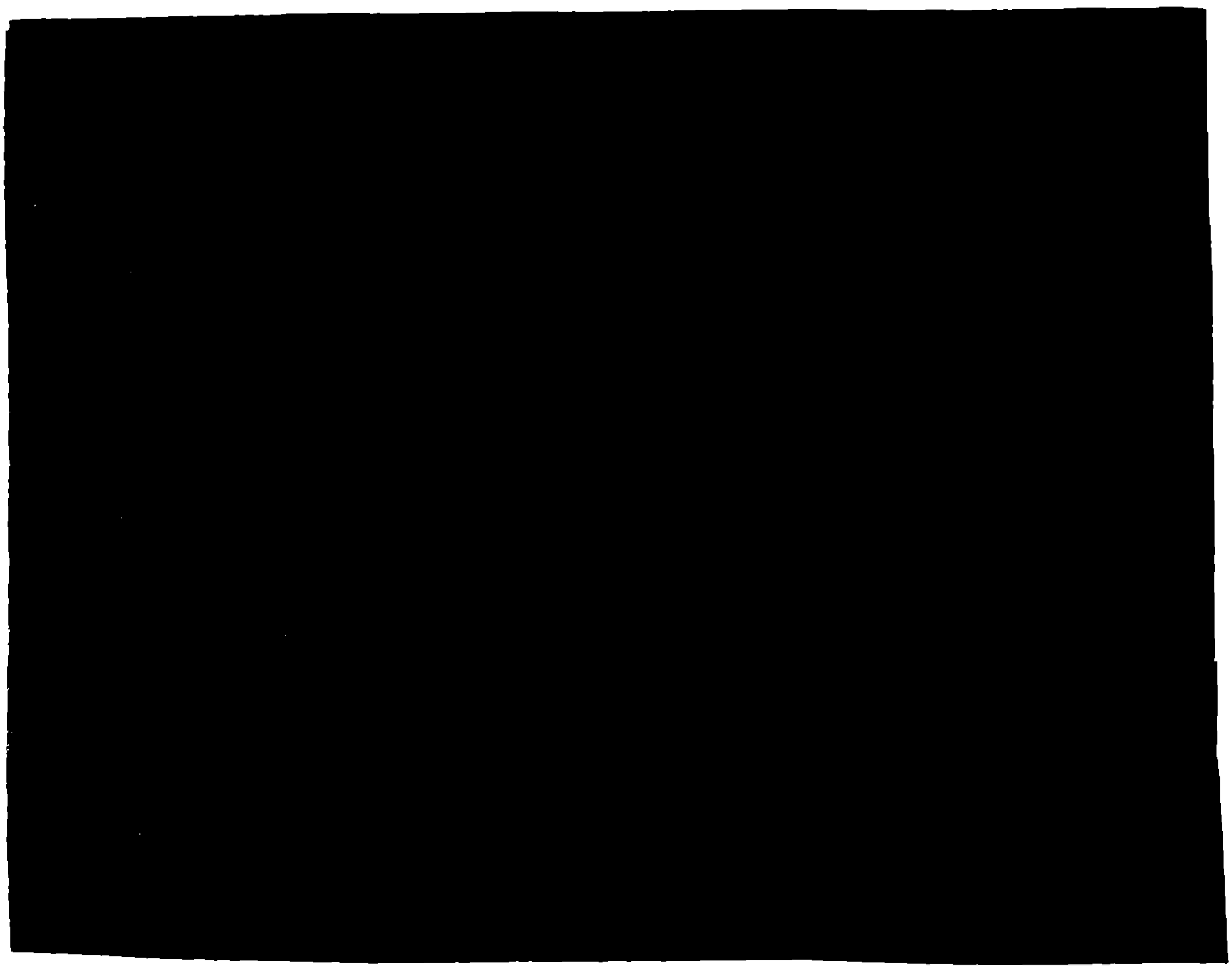


Fig.5.5

comparativ cu cele experimentale ale lui Ito /7/ pentru conducta dreaptă rotitoare şi cele ale prezentei lucrări,observîndu-se o bună suprapunere,cu observaţia că,datorită curburii rezultatele experimentale obţinute la Eq ≠ 0 prezintă valori mai ridicate decît cele ale lui Ito.Prelucrarea statistică a experimentului a permis obţinerea următoarelor ecuaţii:

$$\log (100\lambda) = -0,7[illegible] \log Re + 3,[illegible] \qquad \log Re < 3,61$$

$$\log (100\lambda) = -0,[illegible] \log Re + 1,3[illegible] \qquad \log Re > 3,61$$

Pentru Eq = 85, deci la rotaţie mai mare,pierderile hidraulice cresc şi ele,în fig.5.6 prezentîndu-se datele experimentale comparativ cu cele teoretice calculate cu relaţiile (2.112) şi (3.36). Din nou se observă o mai bună suprapunere în domeniul regimului laminar,faţă de cazul curgerii turbulente.Datele experimentale s-au

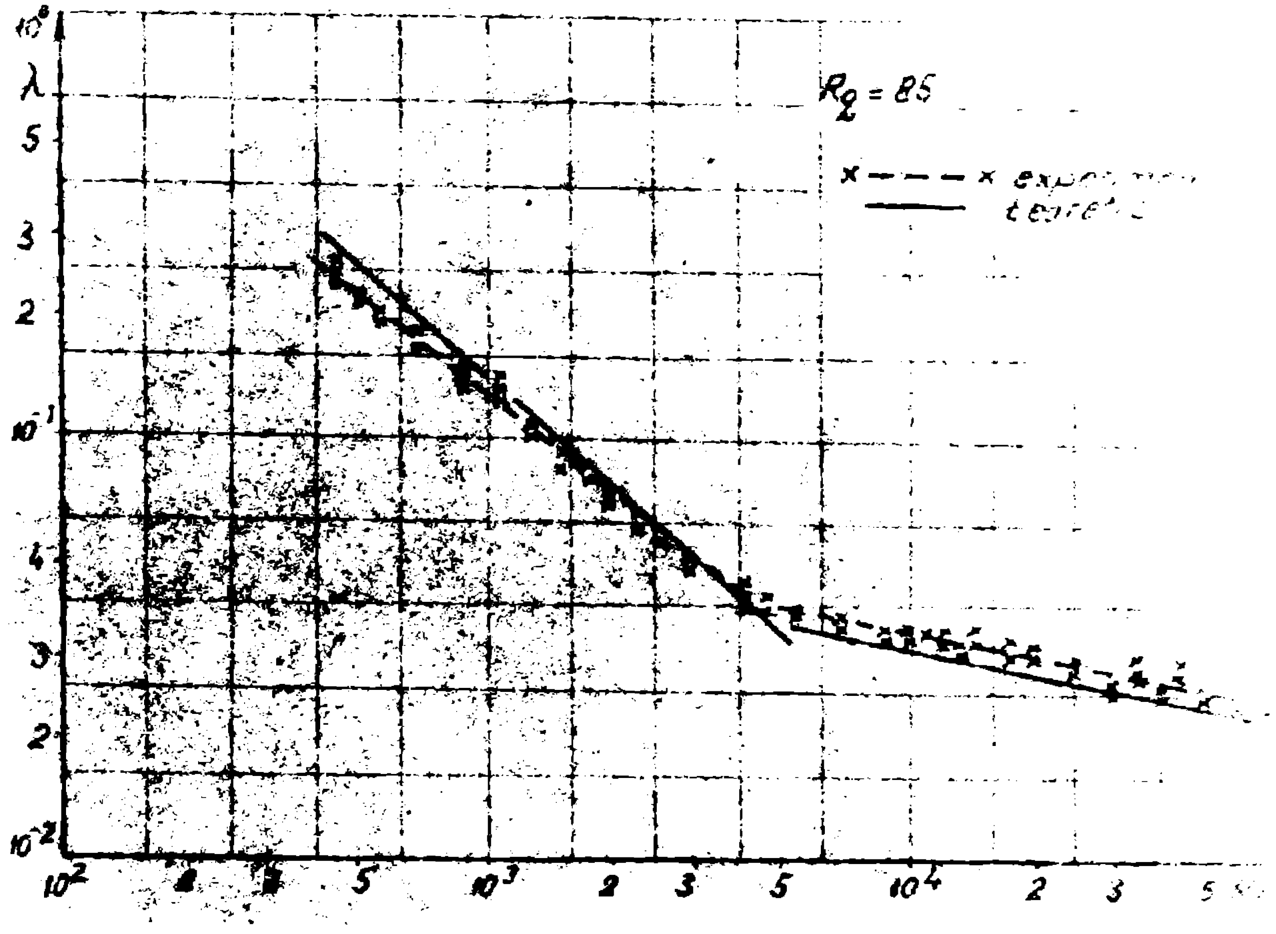


Fig. 56

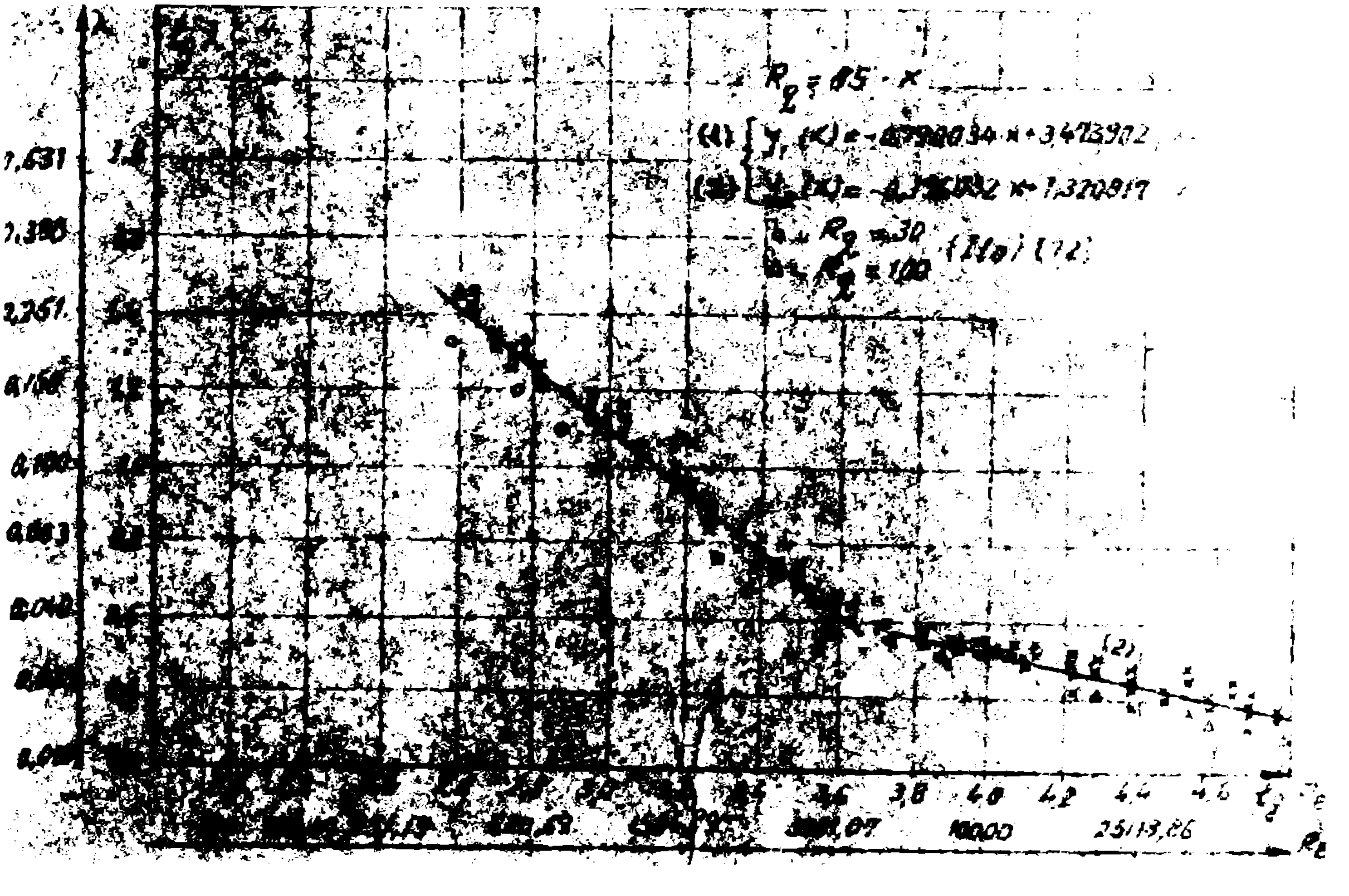


Fig. 57

comparat de asemenea cu rezultatele experimentale ale lui Ito, fig.5.7, obţinîndu-se o congruenţă satisfăcătoare. Din prelucrarea statistică rezultă următoarele ecuaţii empirice:

$\log (1oo\,\lambda) = -\,o{,}79 \log Re + 3{,}4739 \qquad \log Re < 3{,}65$

$\log (1oo\,\lambda) = -\,o{,}196 \log Re + 1{,}32o8 \qquad \log Re > 3{,}65$

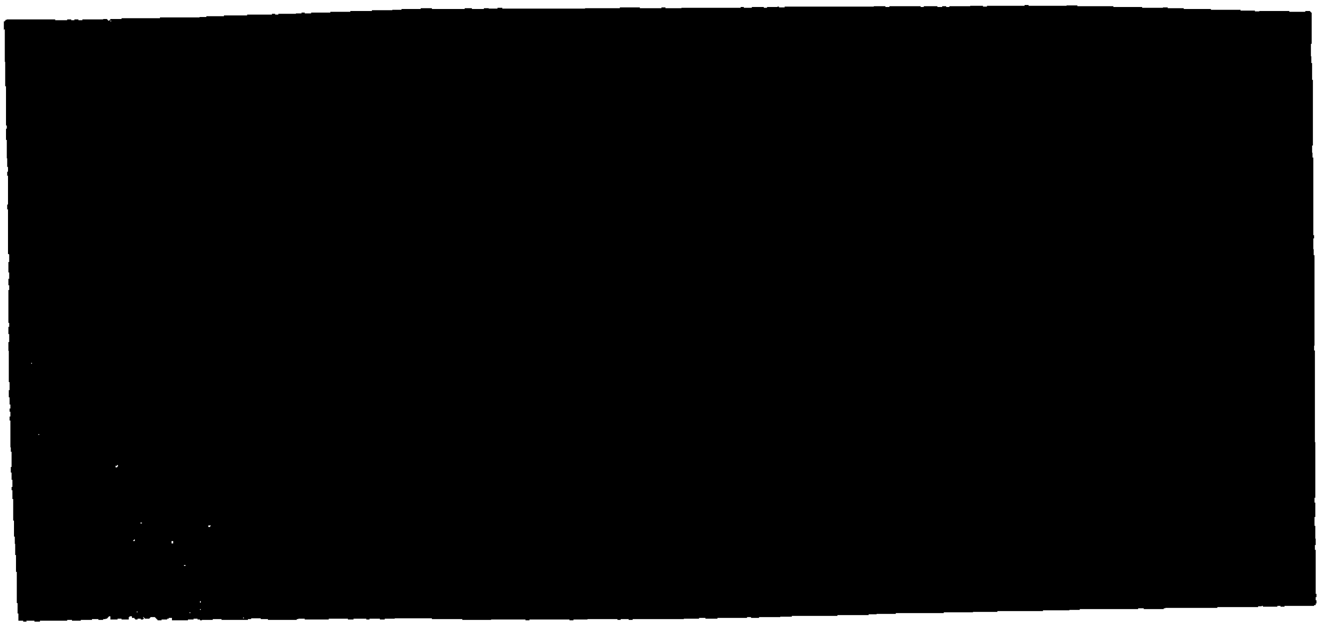


Fig.5.8

In fig.5.8 este reprezentat coeficientul de pierdere pentru o treaptă mai ridicată de rotaţie a conductei curbate, Rq = 12o, observîndu-se comparativ cu rezultatele teoretice o bună concordanţă, mai puţin în cazul regimului turbulent. Fig.5.8 oferă şi comparaţia datelor experimentale cu cele ale lui Ito, remarcîndu-se o suprapunere suficient de bună, în special pentru curgerea laminară. Prelucrarea statistică a permis deducerea următoarelor expresii empirice ale coeficientului de pierdere hidraulică:

$\log (1oo\,\lambda) = -\,o{,}77196 \log Re + 3{,}4538 \qquad \log Re < 3{,}653$

$\log (1oo\,\lambda) = -\,o{,}2o9 \log Re + 1{,}3922 \qquad \log Re > 3{,}653$

Este de remarcat faptul că tranziţia de la regim laminar la regim turbulent se modifică odată cu rotaţia, creşterea turaţiei avînd un efect stabilizator şi numărul Reynolds critic mărindu-şi în mod corespunzător valoarea:

Pe = o,oo5	Rq =o	Re_{cr}
	o	398o
	6o	4o8o
	[illegible]	447o
	12o	45oo

In fig.5.9 se prezintă în ansamblu curbele de λ pentru diferite valori ale turaţiei, remarcîndu-se creşterea pierderilor hidraulice odată cu creşterea rotaţiei şi totodată observîndu-se valorile mai mari ale pierderilor hidraulice faţă de cazul conductei drepte fixe; de asemenea, se compară datele experimentale cu cele obţinute de Entenauer /39/ pentru o conductă rotitoare elicoidală remarcîndu-se o încadrare satisfăcătoare a curbelor experimentale ceea ce justifică deplin rezultatele obţinute pe standul de încercări [illegible].

Fig.5.9

5.3. Rezultatele experimentale pentru cazul canalului rotitor.

5.3.1. Curgerea în difuzoare.

Curgerea în canale de secţiune dreptunghiulară şi în formă de difuzor este, după cum se ştie, relativ complicată şi există multiple studii şi cercetări legate de difuzoarele staţionare.

În difuzor se realizează o transformare treptată a energiei cinetice în energie potenţială, cu pierderi de energie, în general mai mici decît la lărgirea bruscă de secţiune, avînd $\zeta_d = k\zeta$, $K < 1$, ζ fiind coeficientul de pierdere pentru lărgire bruscă.

În curgerea în difuzor, particulele de fluid în mişcare înving datorită energiei cinetice gradientul de presiune ce creşte mereu, dar această energie cinetică scade continuu şi la un moment dat straturile de fluid ce sînt în contact direct cu pereţii, posedînd o energie ci-astfel mai aeisentă vor fi incapabile să învingă presiunea şi se vor opri, sau chiar vor începe să revină înapoi, formîndu-se astfel vîrtejuri şi desprinderi, zone turbionare, ce conduc la creşterea pierderilor energetice şi sînt proporţionale cu unghiul de deschidere α al difuzorului.

Pentru cazul destinderii bruşte, ecuaţiile fundamentale ale mecanicii fluidelor permit determinarea exactă a expresiei pierderilor hidraulice, sub forma relaţiei Borda-Carnot:

$$h_p = \frac{(V_1 - V_2)^2}{2g}$$

In cazul difuzoarelor însă, se consideră pe baza rezultatelor experimentale că, pierderile hidraulice sînt mai mici de K ori, adică:

$$h_{pd} = K\,(V_1 - V_2)^2/2g$$

unde K depinde în mod direct de unghiul α. Valorile lui K s-au determinat experimental şi ele sînt date în lucrări de specialitate /32/,/49/,/67/. După /67/ K are expresia empirică:

$$K = 3{,}2\ tg\frac{\alpha}{2}\sqrt[4]{tg\frac{\alpha}{2}} \qquad \text{secţiune circulară}$$

$$K = 6{,}2\ tg\frac{\alpha}{2}\sqrt{tg\frac{\alpha}{2}} \qquad \text{secţiune dreptunghiulară}$$

După Fligner, Naehl /93/: $K = \sin\alpha$

Să remarcăm însă că mulţi cercetători au aplicat aceste relaţii la calculul bilanţului energetic în turbomaşini, mai precis în rotori şi în special în rotorii turbotransformatoarelor, ceea ce este desigur o greşeală./93/,/115/,/66/,138/,/84/ etc.

O problemă interesantă o constituie faptul că şi aici pierderile de difuzor nu trebuie separate de cele longitudinale, şi Nekrasov (Cours d'hydraulique, Ed. Moscou, 1976) propune o relaţie care să ţină cont de ambele tipuri de pierderi:

$$h_d = h_{fr} + h_t$$

unde h_d-pierderile în difuzor

h_{fr}-pierderile longitudinale

h_t-pierderile datorită desprinderilor şi turbioanelor

$$h_{fr} = \lambda\frac{dl}{2r}\,\frac{v^2}{2g}$$

şi efectuînd calculele se obţine în final:

$$h_{fr} = \frac{\lambda}{8\sin\frac{\alpha}{2}}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\frac{V_1^2}{2g}$$

unde $n = S_2/S_1 = (r_2/r_1)^2$

Pierderile hidraulice în difuzor vor fi: $h_d = \zeta_d\,\dfrac{V_1^2}{2g}$.

unde:

$$\zeta_d = \frac{\lambda}{8 \sin\frac{\alpha}{2}}\left(1-\frac{1}{n^2}\right) + k\left(1-\frac{1}{n}\right)^2$$

Facem observaţia că în cazul unui confuzor pierderile turbionare sînt neglijabile în general.

In afara exprimării pierderlor hidraulice în difuzor sub formele amintite, se mai utilizează o altă caracteristică importantă a acestuia şi anume, coeficientul de restituire a energiei cinetice sau randamentul difuzorului:

$$\eta_d = \frac{\frac{\alpha_1 V_1^2}{2g} - \frac{\alpha_2 V_2^2}{2g} - h_{p12}}{\frac{\alpha_1 V_1^2}{2g}}$$

Uneori, se foloseşte şi expresia /142/, /133/:

$$\eta_d = 1 - \frac{\rho g h_{p12}}{\rho/2\,(\tilde{V}_1^2 - \tilde{V}_2^2)}$$

sau:

$$\eta_d = \frac{p_2 - p_1}{\rho/2\,(\tilde{V}_1^2 - \tilde{V}_2^2)}$$

După O. Popa /127/ ultima relaţie se poate rescrie ca:

$$\eta_d = 1 - \frac{\zeta_d}{1 - 1/n^2} = 1 - \varepsilon$$

căci reprezintă /133/, /127/ raportul dintre coeficientul de recuperare a presiunii statice $C_p = \tilde{p}_2 - \tilde{p}_1 \,/\rho/2\, \tilde{V}_1^2$ şi coeficientul de recuperare a presiunii statice ideal $C_{pi} = 1 - n^{-2}$ şi atunci

$$\eta_d = \frac{C_p}{C_{pi}} = \frac{p_2 - p_1}{\rho/2\,(\tilde{V}_1^2 - \tilde{V}_2^2)}$$, unde $\sim$ reprezintă medierea spaţială

Trebuie menţionat că în definirea lui C_p şi η_d în acest mod nu s-a ţinut cont de redistribuirea sau distorsionarea profilului de viteze de la intrare, ceea ce face ca un profil de viteze distorsionat la intrare ce se transformă pe parcurs într-unul mai uniform să conducă la o creştere a presiunii statice, ajungîndu-se în curgeri reale la randamente supraunitare (intervine coeficientul lui Coriolis α). In cazul cînd la intrare în difuzor există o curgere turbulentă deplin dezvoltată, recuperarea presiunii nu se va face pe seama neuniformizării vitezei, căci aceasta se distorsionează tot mai mult şi atunci relaţiile de mai sus se pot utiliza /104/

Tot O. Popa /127/ propune folosind ecuaţia transferului energiei mecanice prin volumul de control $\partial\vartheta$ şi ecuaţia transferului impulsului următoarea expresie riguroasă pentru coeficientul de pierdere ζ_d :

$$\zeta_d = \left(1-\frac{1}{n}\right)^2 + \frac{S_{\Sigma 1}}{S_2} C_{p1} + \frac{S_\Sigma}{S_2} C_{F1}$$

unde S_Σ este aria laterală a difuzorului, iar

$$C_{p1} = 2\,\frac{\bar{e}_x \cdot \int_{S_{\Sigma 1}} (p-p_1)\,\bar{n}\,da}{\tilde{V}_1^2 \; mes\, A_{\Sigma 1}}$$

coeficientul de presiune

$$C_{F1} = \frac{4\nu}{S_\Sigma \tilde{V}_1^2}\,\bar{e}_x \cdot \int_{A_\Sigma} \tilde{\bar{D}} \cdot \bar{n}\,da$$

coeficientul de frecare în lungul suprafeței rigide a difuzorului

Ambii acești coeficienți sînt extrem de dificil de determinat teoretic, din care motiv în /127/ se preferă relația experimentală

$$\zeta_d = \mathcal{E}\left(1-\frac{1}{n^2}\right)$$

și atunci

$$\frac{S_{\Sigma 1}}{S_2} C_{p1} + \frac{S_\Sigma}{S_2} C_{F1} = \mathcal{E}\left(1-\frac{1}{n^2}\right) - \left(1-\frac{1}{n}\right)^2$$

Problematica difuzorului nu poate fi ocolită cînd se dorește o apreciere cît mai exactă a curgerii în canalele interpaletare și este sugestiv faptul că J.P.Johnston, care a adus contribuții importante la studiul influenței rotației și curburii asupra curgerii în canale, s-a ocupat în mod constant de analiza curgerii în difuzoare. Încă în 1965, /74/, studiază pierderile în difuzor la pompele și compresoarele centrifuge, separînd și el pierderile în pierderi prin frecare și pierderi de difuzor. În 1967, /29/, /133/, J.P.Johnston studiază influența geometriei unor difuzoare bidimensionale asupra performanțelor acestora, iar în 1969, /172/ influența distribuției de viteze de la intrare asupra acelorași performanțe, ecestora continuată cu rezultatele din 1973 /104/ și 1980 /13/, cînd se pun în evidență patru zone principale (dar nu singurele) ale curgerii turbulente în difuzoare: curgere fără desprindere, desprindere de tranziție, vîrtejuri complet dezvoltate (cînd desprinderea are loc numai la un perete divergent) și desprinderea totală (pe ambii pereți, curgere de jet). Unele aspecte evidențiate de Johnston se regăsesc în /99/, /61/, /93/

Alături de experiment să amintim modelarea matematică, ce deschisă ignorează datorită dificultăților desprinderea /74/, /101/, deși mai recent propunîndu-se modele și în această direcție /13/.

Datorită dificultăților matematice în tratarea teoretică a curgerii în difuzoare, cercetarea experimentală rămîne pe prim plan-

Cercetările experimentale amintite, pun în evidenţă influenţa parametrilor geometrici ai difuzorului asupra curgerii şi performanţelor acesteia: raportul de formă b/t_1 (b- distanţa între pereţii paraleli ai difuzorului, t_1- lăţimea canalului la intrare în difuzor), coeficientul de obturare a curgerii ($2\delta^*/t_1$, unde δ^*-grosimea de deplasare a stratului limită, zonele de desprindere provocînd o obturare a curgerii şi o scădere a coeficientului de recuperare a presiunii statice), raportul ariilor t_2/t_1, unghiul difuzorului 2θ, lungimea difuzorului L/t_1, toate aceste mărimi geometrice influenţează curgerea în difuzor, indicînd complexitatea acesteia. Din rezultatele experimentale rezultă că cei trei parametri ai difuzorului: $C_p = \Delta p / \frac{\rho}{2} v_1^2$ $\eta_d = C_p/C_{pi}$ şi coeficientul de pierdere $\zeta_d = C_{pi} - C_p$ se corelează numai dacă t_2/t_1=ct.

Este important de remarcat că, spre deosebire de cazul cînd raportul de formă este foarte mare, la b/t_1 subunitar forţele vîscoase devin importante în tot canalul şi pierderile hidraulice, datorate frecărilor, apar ca remarcabile.

Oricît de însemnate sînt aceste cercetări, ele rămîn valabile numai pentru cazul clasic al difuzoarelor drepte staţionare şi efectele curburii şi rotaţiei vor complica şi mai mult problema.

Schlichting /142/ prezintă rezultatele experimentale ale lui Ackeret pentru difuzoare curbate, evidenţiind scăderea performanţelor difuzorului cu creşterea curburii. Un studiu mai atent îl realizează în 1973 Parsons şi Hill /120/, care determină teoretic şi experimental (teoria ne ţinînd seama de desprindere şi utilizînd numărul Richardson) influenţa curburii asupra curgerii în difuzoare.

In privinţa rotaţiei, Fowler /44/ este cel care în 1968 pune în evidenţă modificările majore ce apar în curgerea în difuzoare atunci cînd intervine rotaţia. In fig.5.10 se remarcă deosebirile ce apar în cîmpul curgerii hidrodinamice pentru cazul difuzorului staţionar izolat (a-debit nominal; b- 50% din debitul nominal), cazul difuzorului rotitor izolat (c), cazul difuzorului rotitor încadrat de canale adiacente (d) şi cazul rotorului de turbomaşină (e -distribuţia de viteze la ieşire din canal); se remarcă alura asemănătoare cu cea a vitezelor obţinute în prezenta lucrare cu modelul teoretic.

In fig.5.11 Fowler compară curgerea în difuzor (c), cu aceea din canalul rotitor convergent (a) şi din canalul paralel rotitor (b) Se remarcă în cazul confuzorului o bună apropiere de cazul canalului paralel rotitor deosebindu-se clar de difuzorul rotitor. (aceleaşi concluzii le-am obţinut din prezenta cercetare experimentală).

J.Moore /109/ studiază şi el experimental curgerea în difuzorul drept rotitor, dar mult mai bine sînt puse în evidenţă efectele rota-

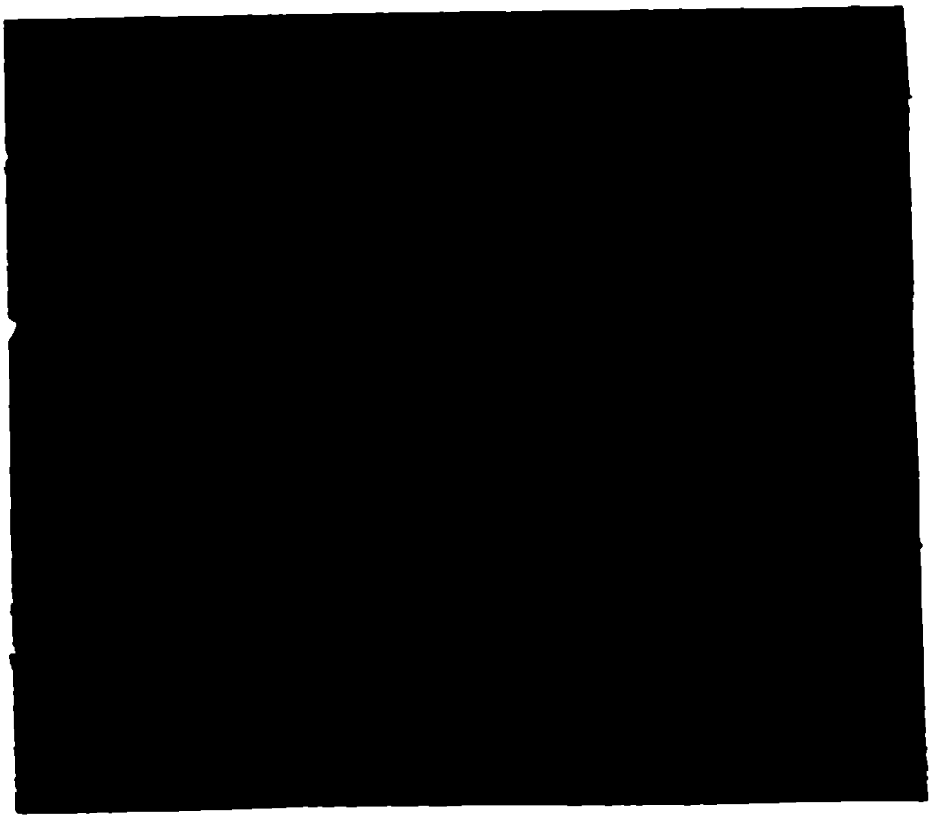


Fig.5.10

Fig.5.11

ţiei [illegible] /135/, acestea studiindu-se în [illegible] experimentală din Fig.5.12. Rotaţia produce scăderea recuperării presiunii, pentru cazul unor desprinderi însemnate, de la 0,65 la [illegible]. Stabilitatea ce apare datorită rotaţiei conduce la scăderea producţiei tensiunilor [illegible], ori [illegible] turbulenţă [illegible] şi [illegible] de lungă parete [illegible] gradientului de presiune invers şi atunci, stabilizarea stratului limită conduce şi [illegible] de vîrtej şi desprinderea în canalele [illegible], avînd ca rezultat reducerea performanţelor rotorilor. [illegible] zona de vîrtejuri şi desprinderea într-un [illegible] se prezintă în Fig. 5.13

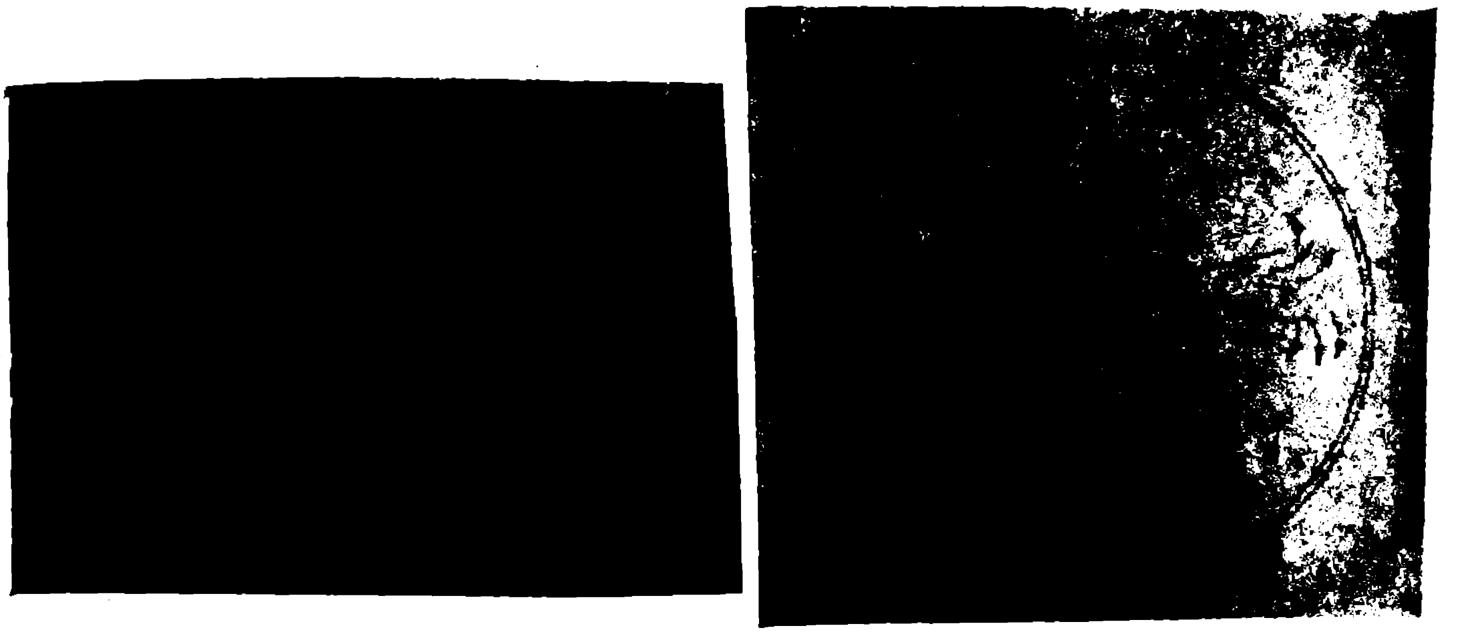


Fig.5.12

Fig.5.13

5.3.2.Rezultatele experimentale obţinute la LMH.

In cadrul staţiunii LMH prezentate în 4.2. ,pentru canalul difuzor proiectat şi realizat,s-au efectuat încercările experimentale după metodologia explicată în 5.2.1.S-au măsurat presiunile statice,la cele două secţiuni de măsură,pe toţi cei patru pereţi ai canalului printr-o combinare judicioasă a prizelor de presiune,măsurătorile efectuîndu-se cu micromanometre cu alcool,dublate de patru traductoare cu ferofluid şi de piezometre cu apă.Turaţia canalului difuzor s-a modificat în trepte,avînd următoarele valori: 0 ; 146 rot./min.; 267 rot./min.; 339 rot./min.; 472 rot./min.; 554 rot./min. .

Rezultatele măsurătorilor au fost prelucrate statistic.Avînd în vedere geometria canalului difuzor,calculul coeficientului de pierdere hidraulică s-a făcut cu ajutorul relaţiei:

$$\lambda_1 \frac{L}{D_{h_1}} \frac{\rho}{2} v_1^2 = \Delta p_{12} + \rho/2\, \Omega^2 (z_2^2 - z_1^2) + \rho/2\, (v_1^2 - v_2^2).$$

raportîndu-se la secţiunea de la intrare.

În mod similar, coeficientul de recuperare a presiunii statice s-a determinat cu relaţia:

$$C_p = \frac{\Delta p_{12} - \rho/2\, \Omega^2 (z_2^2 - z_1^2)}{\rho/2\; v_1^2}$$

Deoarece rezultatele obţinute trebuiau comparate cu cercetările anterioare, teoretice şi experimentale, în afara coeficientului de pierdere hidraulică λ_1, raportat la secţiunea de la intrare, s-a mai calculat un coeficient de pierdere hidraulică echivalent λ_e, în funcţie de un număr Reynolds echivalent Re_e, ce reprezintă curgerea printr-o conductă de secţiune circulară constantă echivalentă cu canalul difuzor.

Datele geometrice ale canalului difuzor sînt:

- grosimea constantă a canalului: $b = 0,01$ m
- lăţimea canalului: $t_1 = 0,01$ m ; $t_2 = 0,045$ m
- lungimea canalului: $L = 0,5$ m

Atunci, diametrul echivalent al conductei va fi:

$De = 14,28 \; 10^{-3}$ m.

căci, diametrul hidraulic are expresia:

$$D_h(x) = 2\, \frac{b \cdot t(x)}{b + t(x)}$$

unde x este poziţia secţiunii:

cînd $x = 0$ $\quad t(x) = t_1$ $\quad$ şi $\quad D_h(x) = D_{h1}$

$\quad\; x = L$ $\quad t(x) = t_2$ $\quad$ şi $\quad D_h(x) = D_{h2}$

Ori,

$$De = \frac{1}{L} \int_0^L D_h(x)\, dx = \frac{2 \cdot 10^2 b}{7L} \int_{t_1}^{t_2} \frac{t\, dt}{b + t}$$

În mod similar,

$$Ve = \frac{10^2 Q}{7\pi L} \int_{t_1}^{t_2} \frac{(t+b)^2}{t^2 b^2}\, dt$$

Prelucrarea rezultatelor a permis trasarea unor dependenţe interesante, capabile să oglindească scopul cercetării de faţă şi utile pentru activitatea de proiectare a turbomaşinilor.

În fig.5.14 s-au prezentat datele experimentale obţinute în cazul curgerii prin canalul difuzor curbat ($Rce = De/2Rc = 0,0285$)

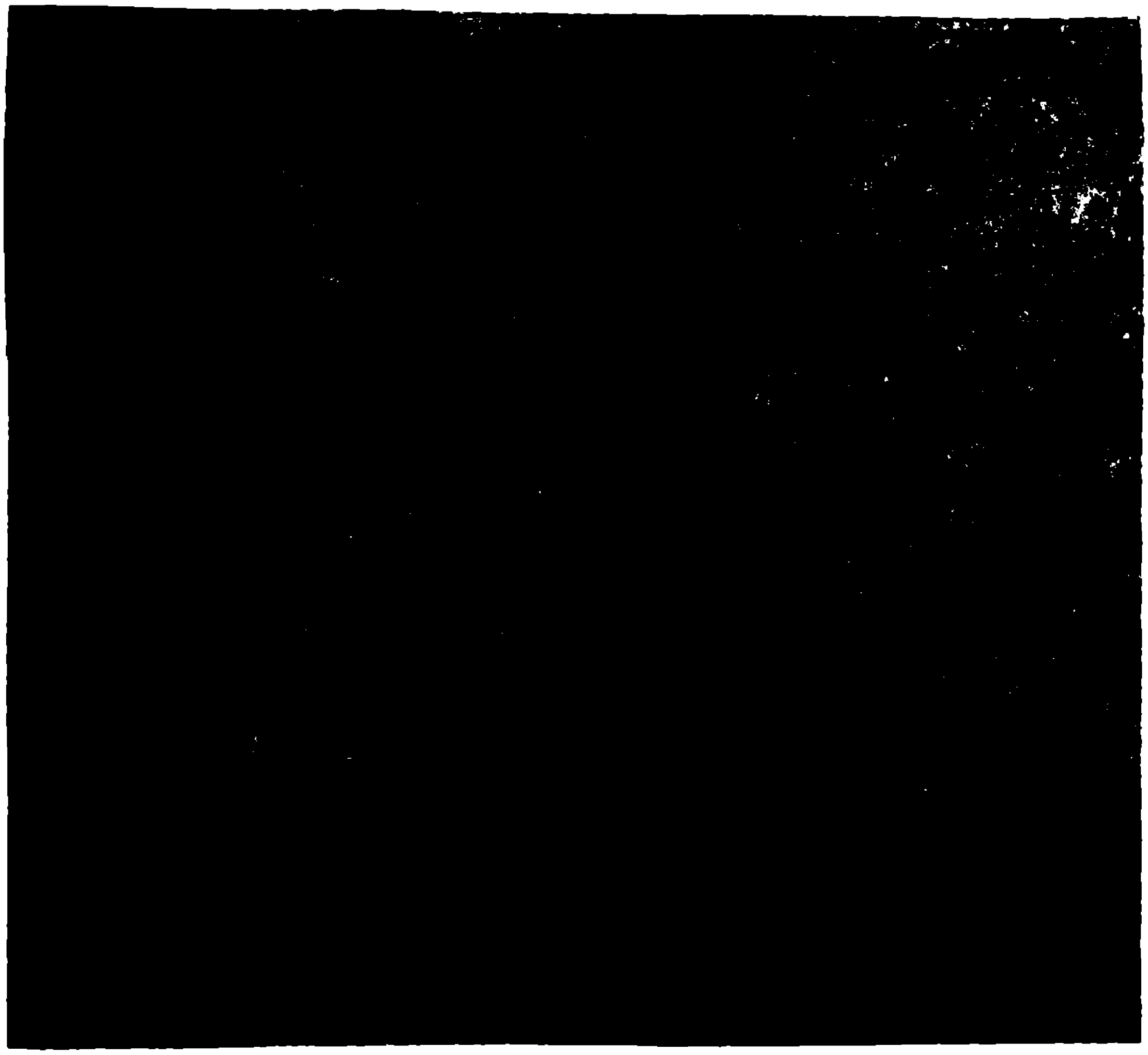


Fig.5.14

fix,deci fără rotație.Regimul de curgere a acoperit atît zona laminară,cît și cea turbulentă.Punctele experimentale(cele mai probabile)sînt reprezentate în coordonate logaritmice,obținîndu-se astfel două drepte statistice,pentru regimul laminar și cel turbulent,calculate cu metoda celor mai mici pătrate.Pe aceeași diagramă s-au trasat dreptele oferite de metoda teoretică pentru cazul unei conducte de secțiune circulară,curbată,fără rotație.Analizînd diagrama 5.14 se observă imediat că efectul curburii conduce la o creștere substanțială a valorilor coeficientului de pierdere hidraulică,și că forma de difuzor afectează,deși în mai mică măsură,coef coeficientul de pierdere λ_e (s-a folosit coeficientul echivalent și Re echivalent pentru a se putea realiza comparația)crescînd datorită curgerii în difuzor.Diferențele relativ mici între cele două cazuri se datorează în primul rînd geometriei de difuzor blînde pe care o are canalul experimental,cele mai pronunțate diferențe sesizîndu-se la numere Reynolds mici.Pentru o analiză mai profundă și o verificare mai amplă în fig.5.15 s-au reprezentat alături de dependența experimentală $\lambda_e = f(Re_e)$,obținută pentru canalul difu-

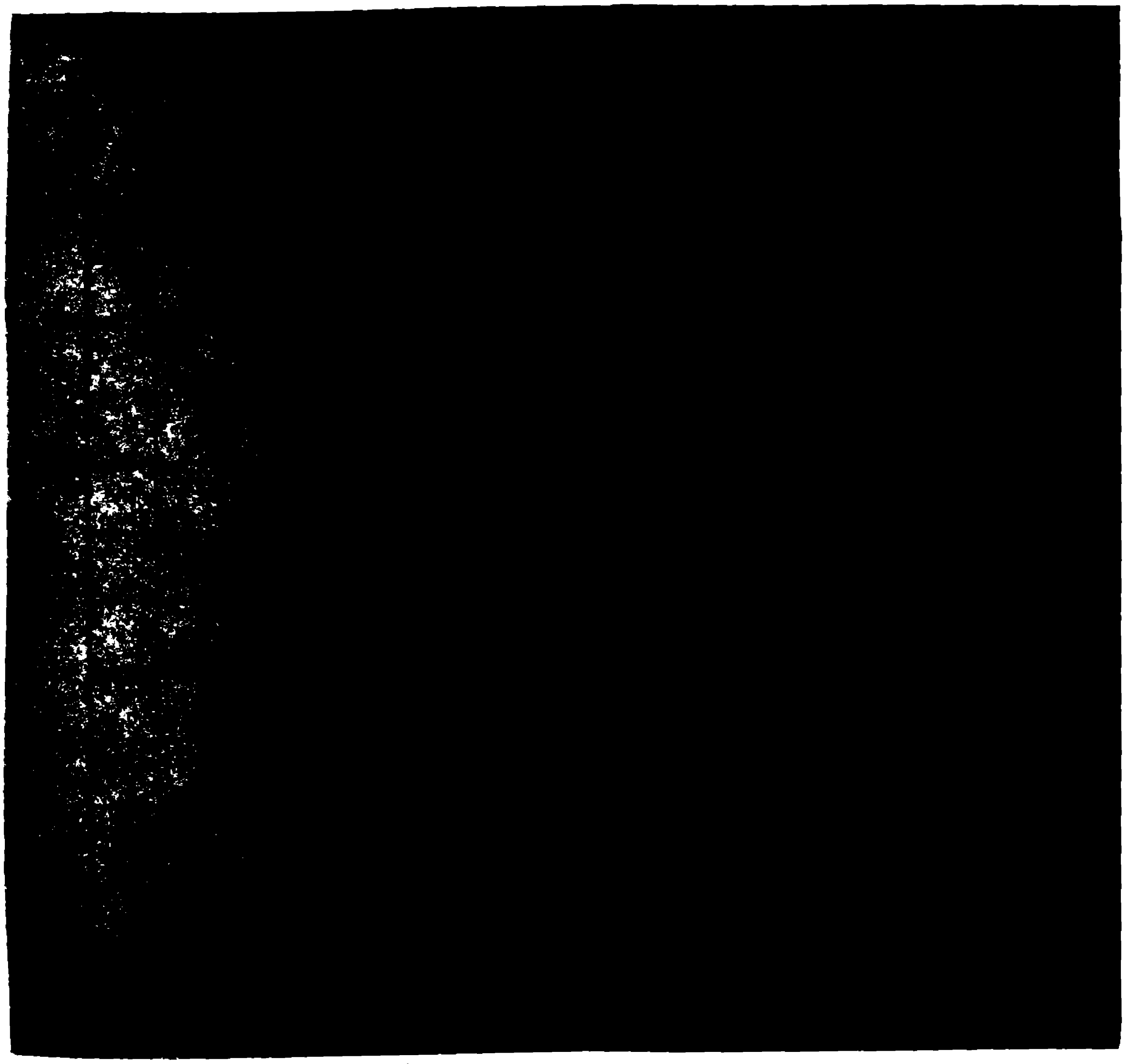


Fig.5.15

sor, cîteva puncte experimentale măsurate de Adler și White la co conducte curbate, remarcîndu-se o bună concordanță, în sensul că valorile lui λ_e ale difuzorului se apropie mai mult de punctele experimentale ale lui White(Po=o,o66), decît de ale lui Adler (Po=o,o2), tocmai datorită efectului de difuzor. Se mai observă influența curburii ce produce o creștere importantă a coeficientului de pierdere, față de cazul conductei drepte. In grafic s-a mai trasat dependența $\lambda_1 = f(Re_1)$, respectiv coeficientul de pierdere hidraulică raportat la secțiunea de la intrare, sesizîndu-se diferențele ce apar datorită modului diferit de definire a lui λ; după cum a rezultat din cercetările experimentale ale lui Johnston /104/, /133/, pierderile hidraulice în cazul difuzoarelor drepte cresc odată cu scăderea raportului de formă b/t_1 (fără a considera desprinderile) și atunci, valorile pentru λ_1 obținute de Johnston la un b/t_1=o,1 sînt mai mari decît cele obținute în prezenta lucrare, unde b/t_1=1, așa cum C_p la b/t_1=o,1 este mai mic decît în

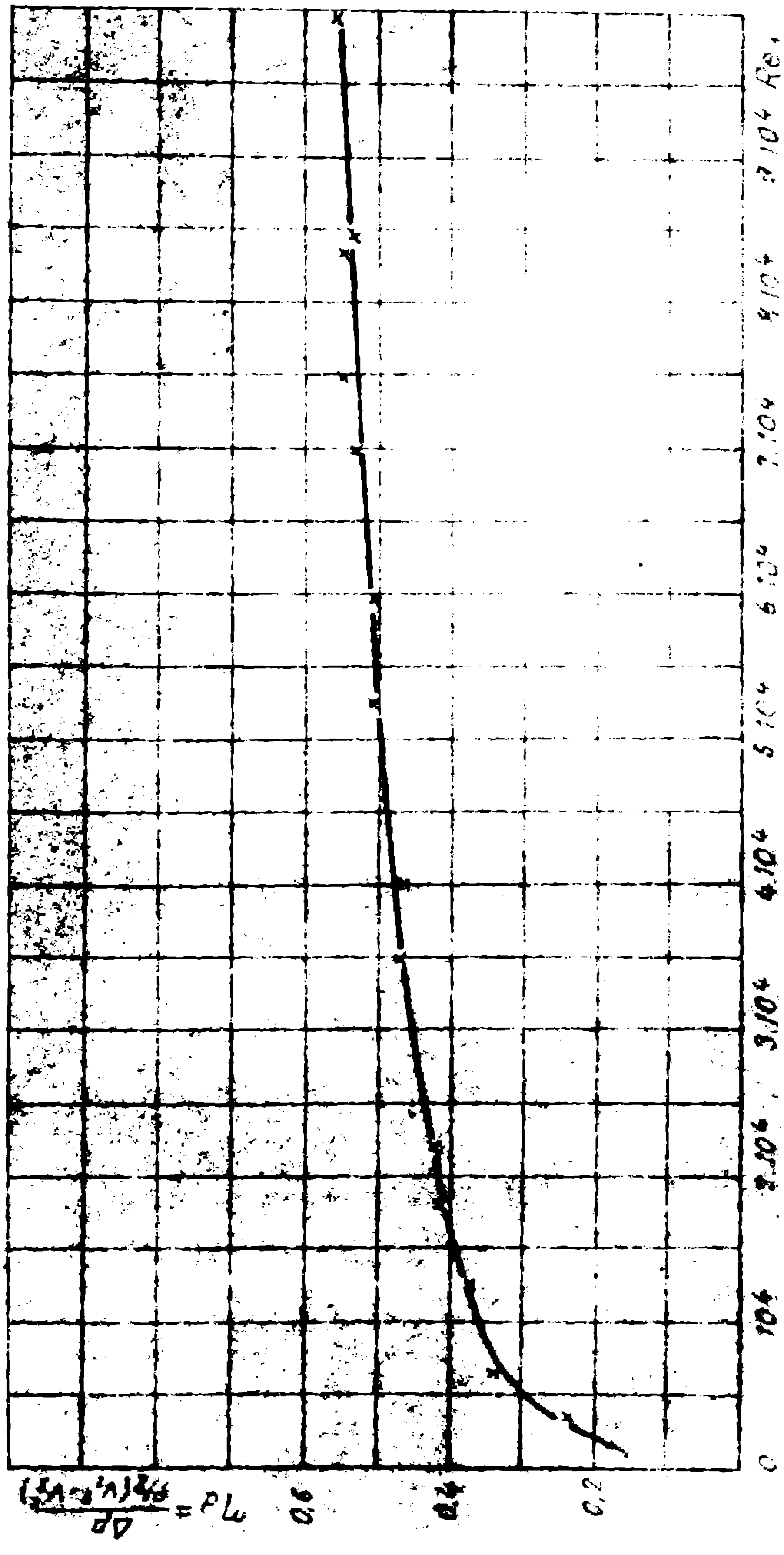


Fig 5 16

cazul $b/t_1=1$. Este important de subliniat că în cazul de față spre deosebire de cazul difuzoarelor cu raport de formă foarte mare ($b/t_1=10$), pierderile hidraulice depind sensibil de numărul Reynolds fapt observabil și din fig.5.16, unde s-a trasat variația randamentului difuzorului în funcție de numărul Reynolds, pe baza rezultatelor experimentale obținute în lucrarea de față, observîndu-se că η_d depinde mult mai drastic de Re pentru cazul regimului laminar, în timp ce în cazul curgerii turbulente, variația $\eta_d = f(Re_1)$, este mai lină, fapt confirmat de cercetările din /104/ și /142/.

In fig.5.17 se prezintă datele măsurătorilor, cînd se introduce ca efect suplimentar rotația canalului difuzor, adică pentru cazul cel mai apropiat de cel întîlnit la turbomașini. Pentru o

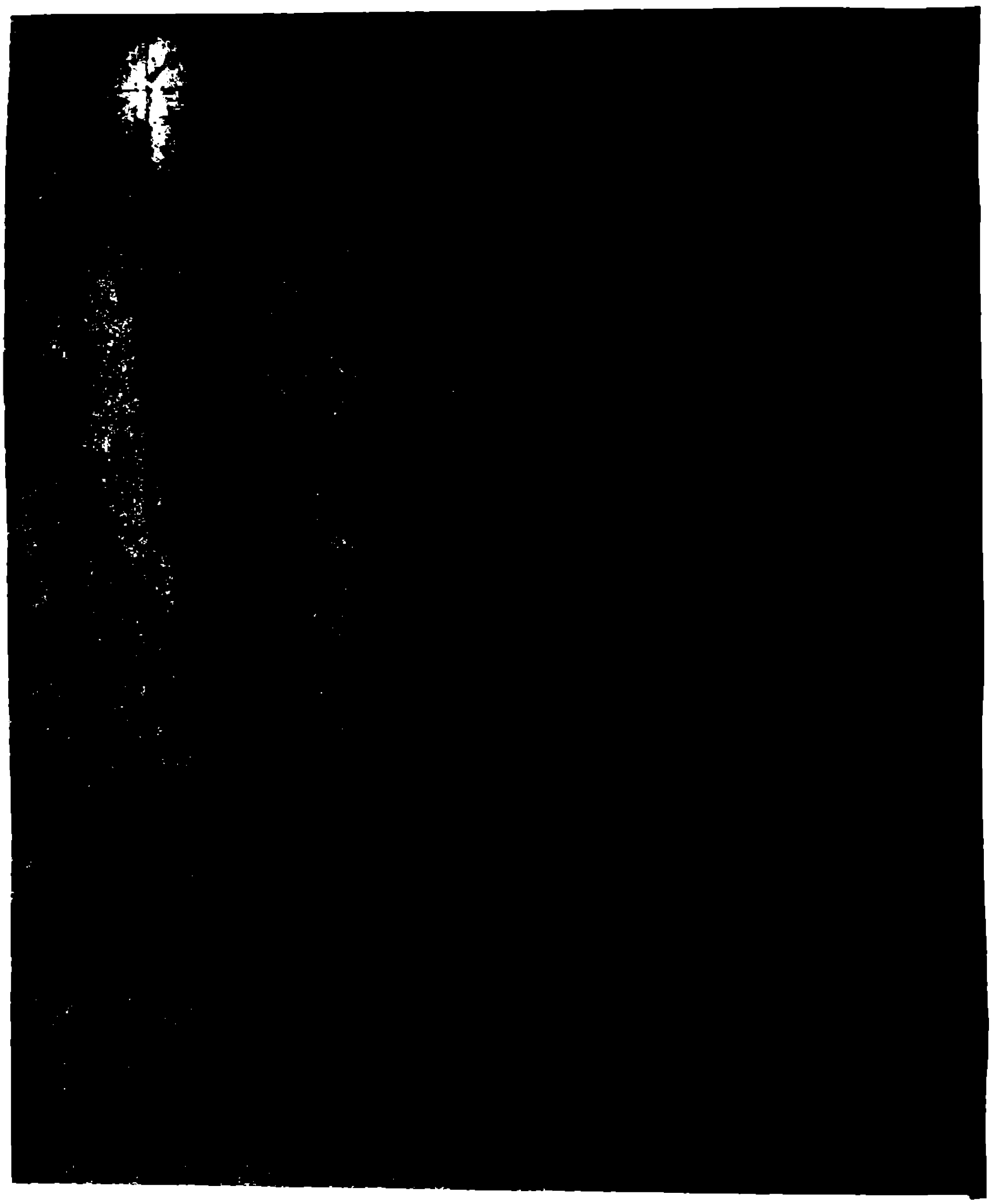


Fig.5.17

turație de n = 146 rot./min., ceea ce corespunde unui număr rotațional mai echivalent Rqe=2o0,s-au prelucrat statistic punctele experimentale,trasîndu-se cu metoda celor mai mici pătrate dreptele empirice (1) şi (2).Comparativ cu rezultatele prezentate în fig.5.14 se remarcă evident o sporire a valorilor lui λ_e datorită rotaţiei.In fig.5.17 s-au reprezentat şi dreptele obţinute teoretic pentru cazul conductei curbate rotitoare de secţiune circulară constantă şi de asemenea cîteva puncte experimentale determinate de Ito,în cazul conductei drepte rotitoare /72/.Se observă o bună încadrare a rezultatelor experimentale de la difuzor,sesizîndu-se influenţa curburii şi formei de difuzor asupra pierderilor hidraulice,comparativ cu rezultatele lui Ito;în plus se remarcă o creştere a efectului de difuzor sub influenţa rotaţiei în sensul că,faţă de cazul conductei de secţiune constantă,valorile lui λ_e sînt mai mari în comparaţie cu diferenţa observată la Rqe=o (fig.5.14).

Fig.5.18 conţine rezultatele experimentale pentru difuzor în cazul rotaţiei canalului de n=267 rot./min.,adică Rqe=30o,remarcîn-

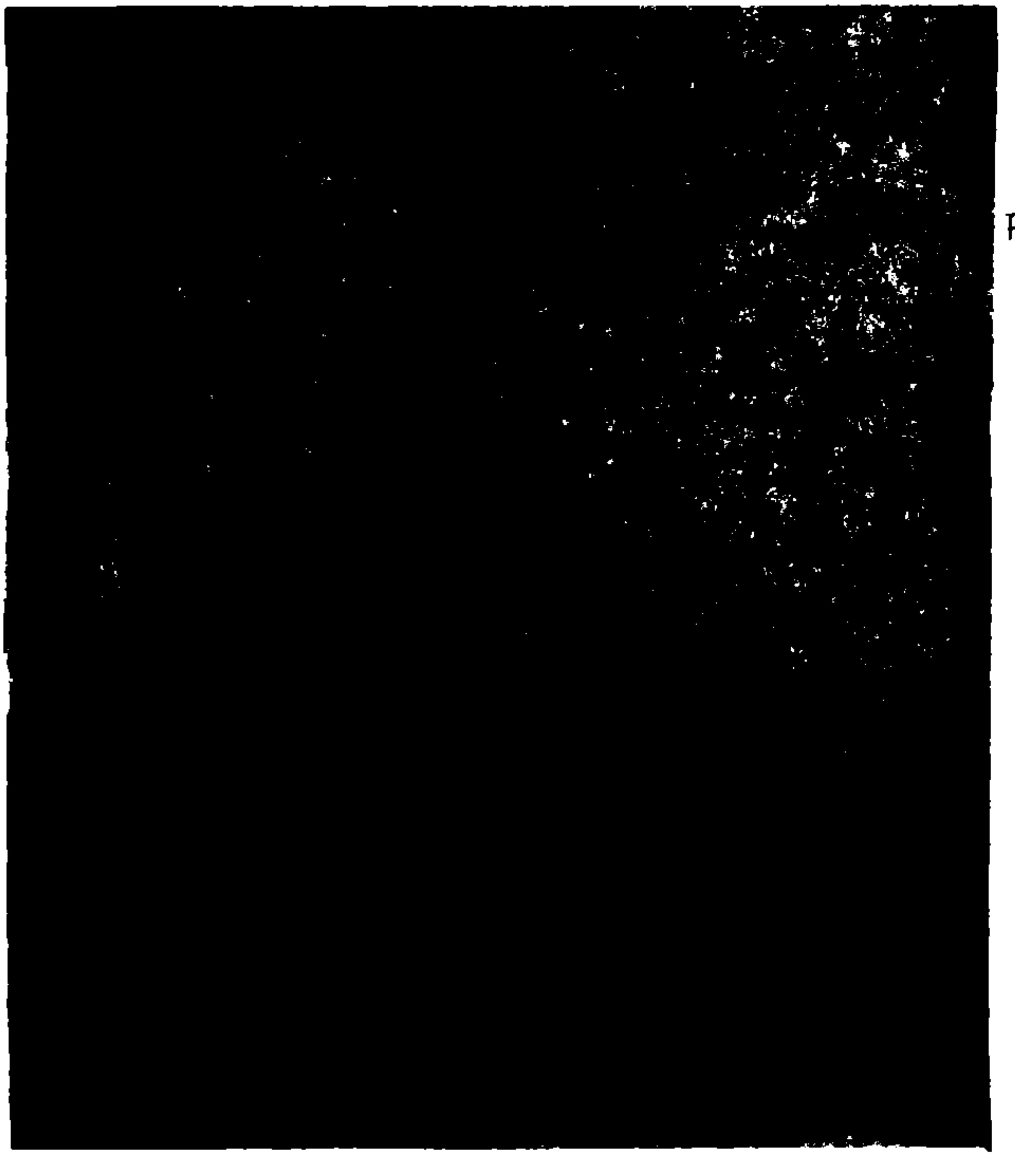


Fig.5.18

du-se creşterea coeficientului de pierdere hidraulică datorită efectelor rotaţiei.Fig.5.19 şi 5.2o completează imaginea dependenţei pierderilor hidraulice de rotaţia canalului şi se observă că odată cu creşterea turaţiei,n=339 rot./min. (Rqe=482),respectiv n=472 rot./min. (Rqe=672),pierderile cresc.In toate trei diagramele s-au trasat comparativ rezultatele teoretice obţinute în prezenta lucrare pentru conducta de secţiune circulară constantă şi punctele experimentale determinate de Ito,care confirmă efectele curburii şi difuzorului asupra pierderilor hidraulice.

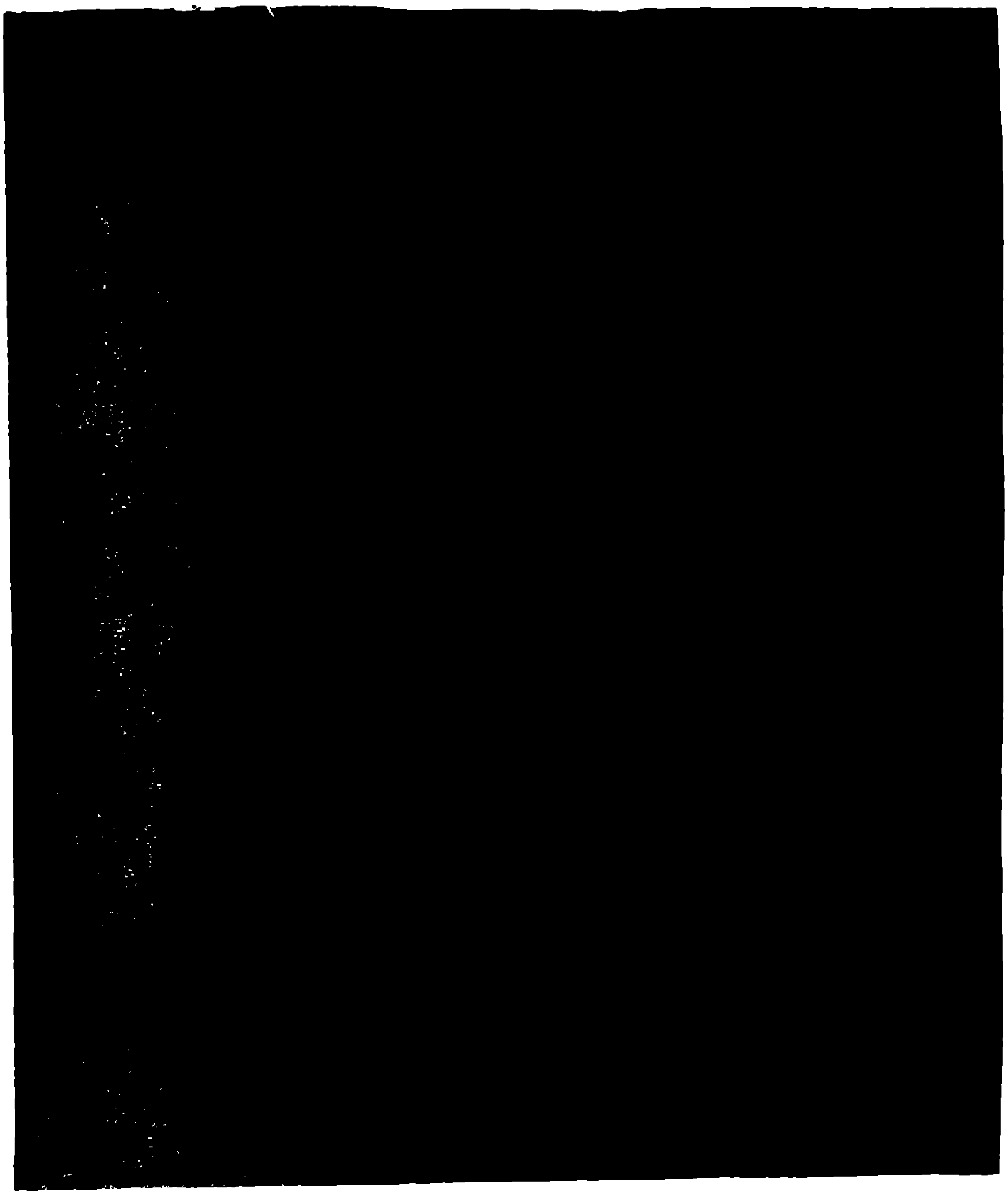


Fig.5.19

In fig.5.21 s-au prezentat datele experimentale obţinute pentru n= 554 rot./min.,Rqe=789,comparativ cu rezultatele teoretice şi cu

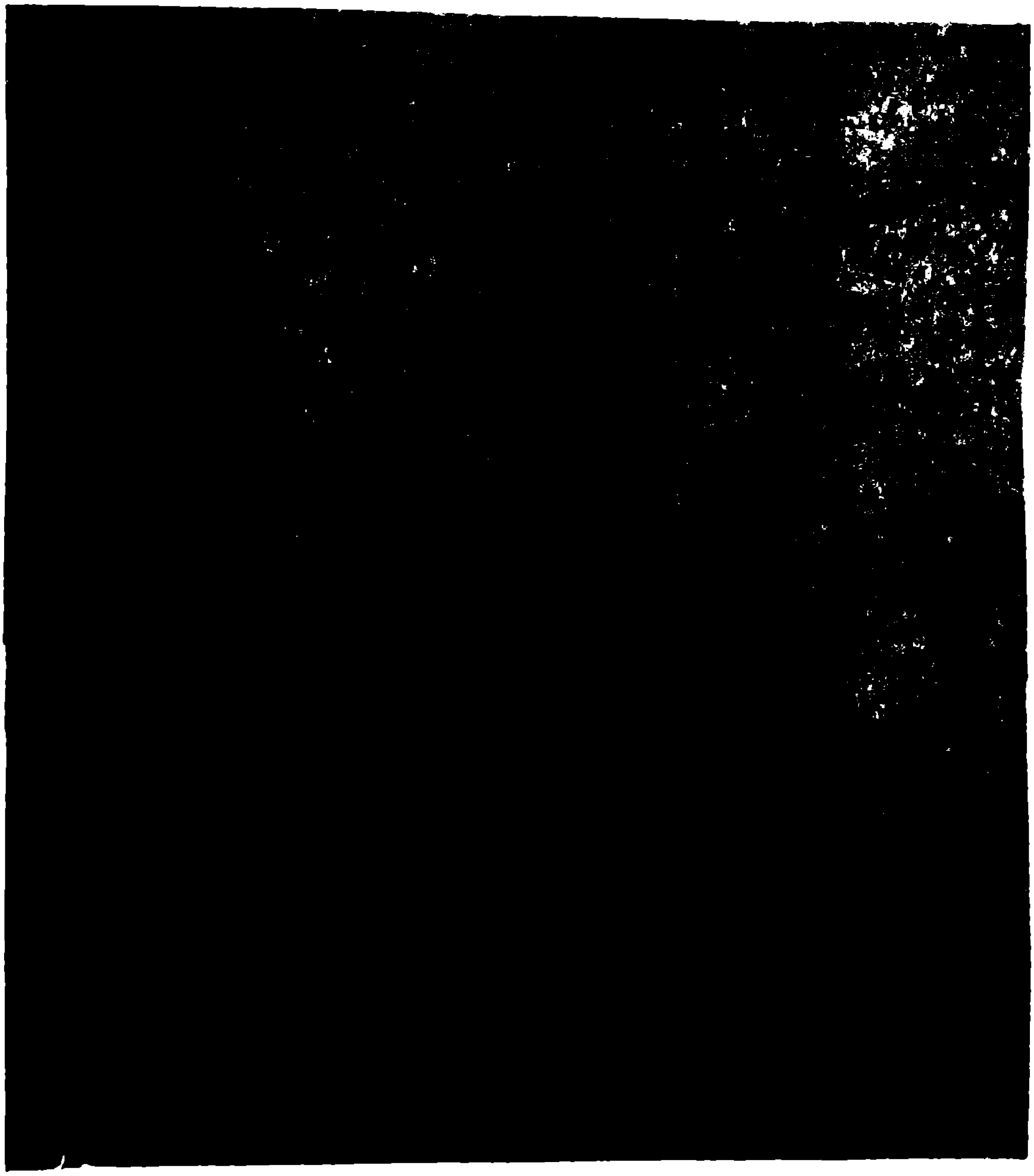


Fig.5.20

cele experimentale ale lui Ito /72/ şi Rutenmer /39/,acesta din urmă efectuînd încercări experimentale pe o conductă curbată rotitoare,ceea ce a permis o verificare suplimentară a resultatelor din prezenta lucrare.Se remarcă creşterea pierderilor hidraulice datorită efectului de difuzor.Pentru a avea o vedere de ansamblu a efectelor rotaţiei şi de difuzor în diagrama 5.22 s-a reprezentat variaţia coeficientului de pierdere hidraulică λ_e în funcţie de numărul Reynolds Re_e,avînd ca parametru numărul rotaţional Ro_e.

Se observă clar creşterea pierderilor hidraulice odată cu creşterea rotaţiei,dar în acelaşi timp se remarcă influenţa mai puternică a rotaţiei la trecerea de la canalul fix la cel rotitor,ca apoi odată cu creşterea valorilor lui Ro_e influenţa să se diminueze.

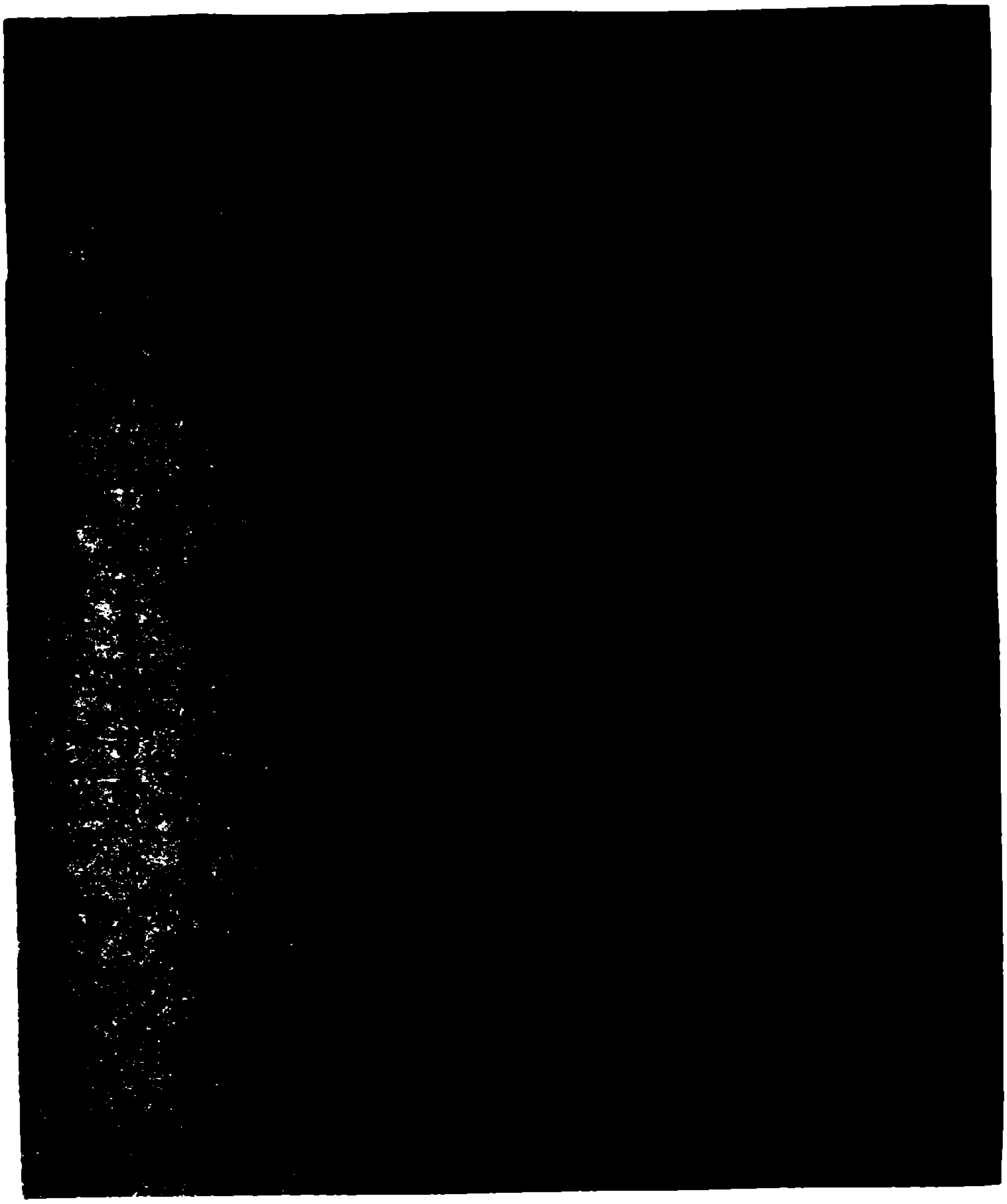


Fig.5.21

In fig.5.23 s-au reprezentat valorile coeficientului de recuperare a presiunii C_p la diferite valori ale turaţiei, remarcîndu-se ca şi în cazul pierderilor hidraulice, o scădere a acestuia (deci a performanţelor difuzorului) odată cu creşterea turaţiei canalului.

Datele experimentale ale prezentei lucrări au fost comparate cu cele obţinute în /135/, pentru cazul unui difuzor drept rotitor, observîndu-se şi la acestia scăderea lui C_p cu creşterea lui Rq, precum şi influenţa raportului ariilor t_2/t_1 asupra valorilor lui C_p. Diferenţele ce apar între rezultatele experimentale ale lui Rothe /135/ şi ale lucrării de faţă se datorează aşa cum am mai arătat, raportului de formă b/t_1 care la Rothe este de 7, iar în

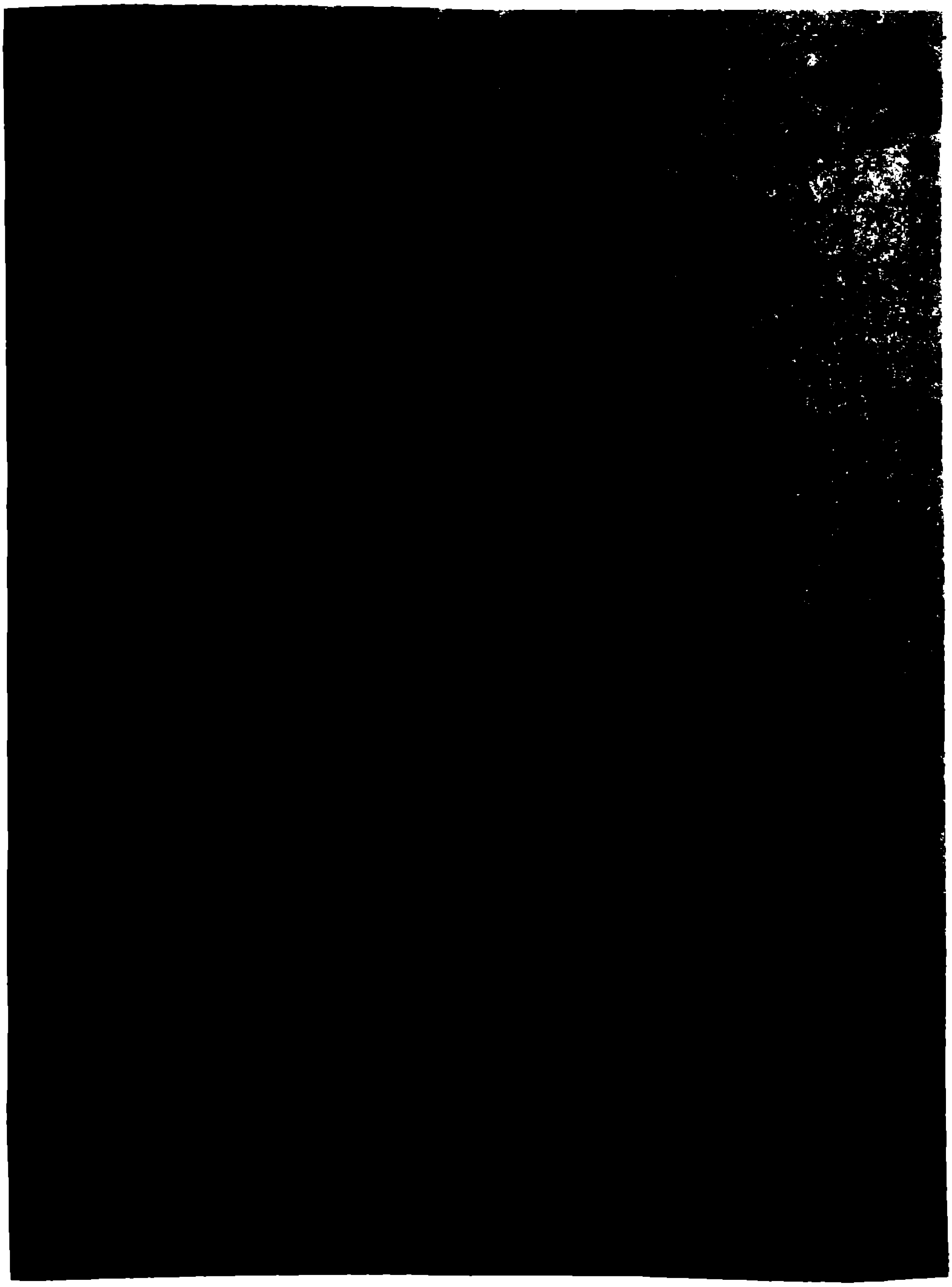


Fig. 5.22

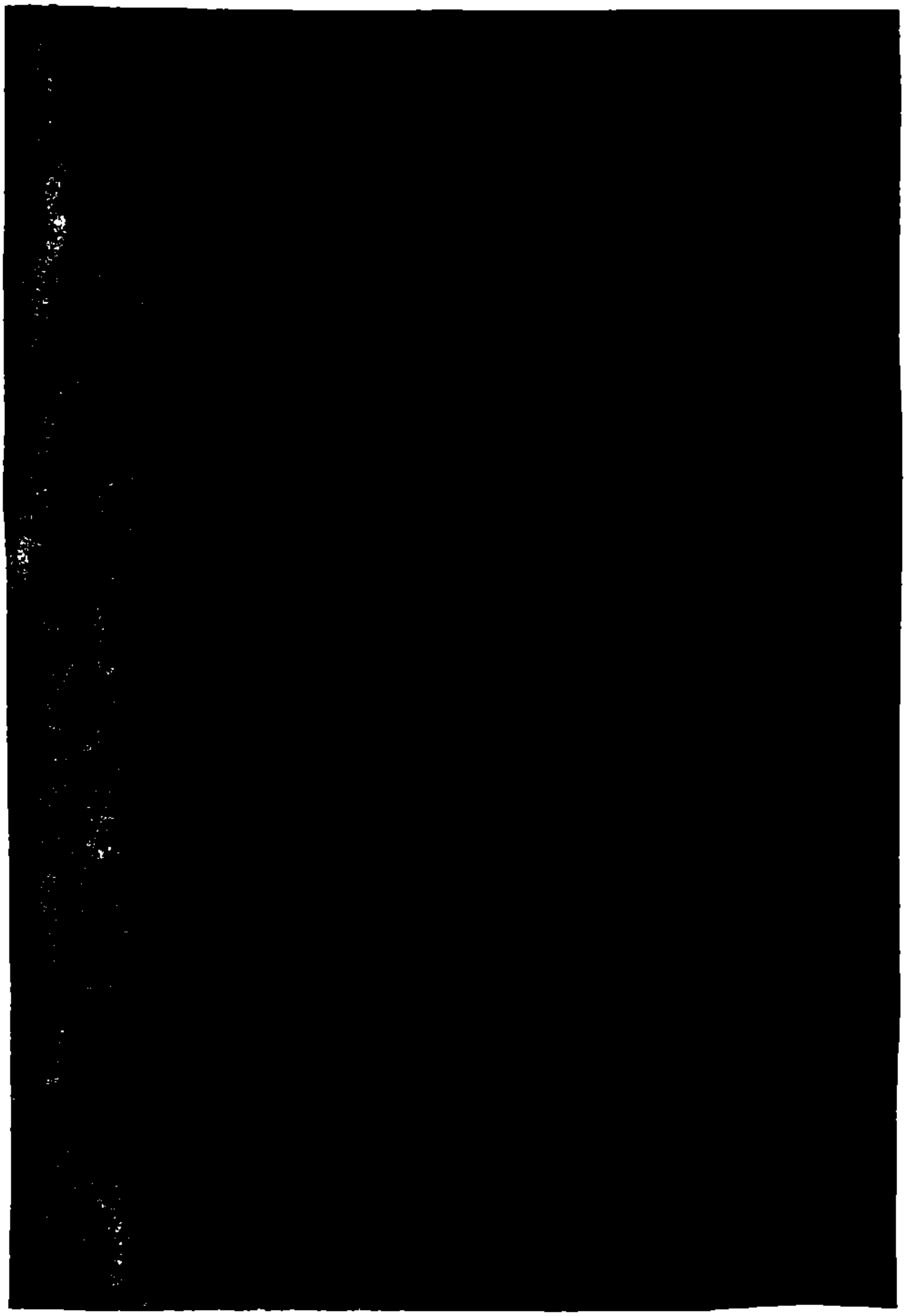


Fig. 5.23

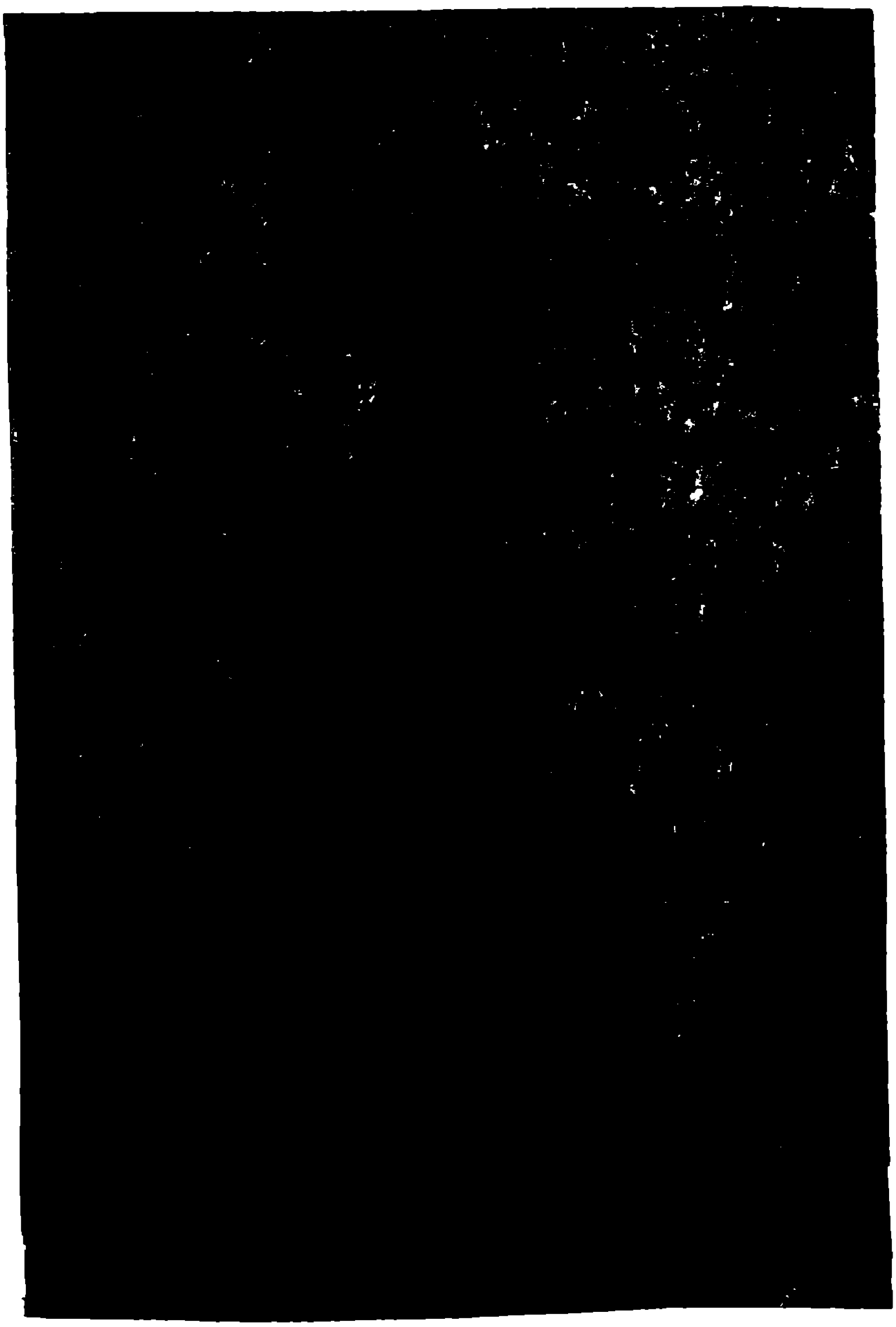


Fig 5.24

prezenta lucrare $b/t_1=1$;prezentînd comparativ datele experimentale ale lui Johnston /104/ pentru Rq=o și $b/t_1=0,1$ se vede imediat că scăderea lui b/t_1 produce scăderea lui C_p și atunci rezultatele actuale se încadrează foarte bine printre valorile din literatura de specialitate.Se observă în plus că C_p crește puternic cu numărul Reynolds în domeniul laminar,fapt confirmat de cercetările lui Johnston /135/,/104/,ca apoi,în regim turbulent creșterea să se atenueze vizibil.Comparațiile făcute pe tot parcursul prezentării rezultatelor experimentale îndreptățesc concluzia că datele obținute sînt corecte și măsurătorile efectuate sînt coroborate de datele din literatură,ceea ce permite utilizarea lor și a stațiunii de încercări în continuare.Pentru a studia efectele formei de difuzor asupra pierderilor hidraulice s-a calculat un coeficient de pierdere de difuzor echivalent Ke,obținut din:

$$h_{dif} = \lambda e \frac{L}{D_{he}} \frac{Ve^2}{2g} - \lambda ct \frac{L}{D_{hc}} \frac{Ve^2}{2g} = Ke \frac{Ve^2}{2g}$$

deci

$$Ke = \frac{L}{D_{he}} (\lambda e - \lambda_{ct})$$

unde λ_{ct} este valoarea teoretică pentru conducta de secțiune constantă.In fig.5.24 s-a reprezentat variația coeficientului Ke în funcție de numărul rotațional Rqa,pentru diferite numere Reynolds, remarcîndu-se unele aspecte interesante:în primul rînd se observă că efectele rotației influențează indiscutabil pierderile hidraulice datorate formei de difuzor,Ke crescînd monoton cu Rqa,indiferent de numărul Reynolds.Influența rotației asupra pierderilor de difuzor este,cum era de așteptat,mai puternică la trecerea de la canalul fix la cel rotitor,ca apoi să se estompeze evident,tinzînd să realizeze un palier.Creșterea numărului Reynolds conduce la scăderea variației spectaculoase a coeficientului de pierdere de difuzor Ke cu turația,în regim turbulent efectele rotației fiind mult diminuate.Cercetările experimentale ale lui Fowler /44/,/135/ și Johnston,confirmă pe deplin creșterea pierderilor de difuzor odată cu creșterea rotației și dependența $C_p=f(Rq)$ obținută de Johnston/135/ dovedește tendința de aplatizare ce apare odată cu creșterea turației.Să mai remarcăm că Ke,coeficientul de pierdere de difuzor scade cu creșterea numărului Reynoldsmai brusc în cazul regimului laminar,mult mai lent în cazul regimului turbulent.

Datorită modului cum au fost concepute stațiunea și canalul este posibilă inversarea canalului și transformarea curgerii difuzor în curgere confuzor centripetă,adică transformarea modelului de ca-

Fig. 5.25

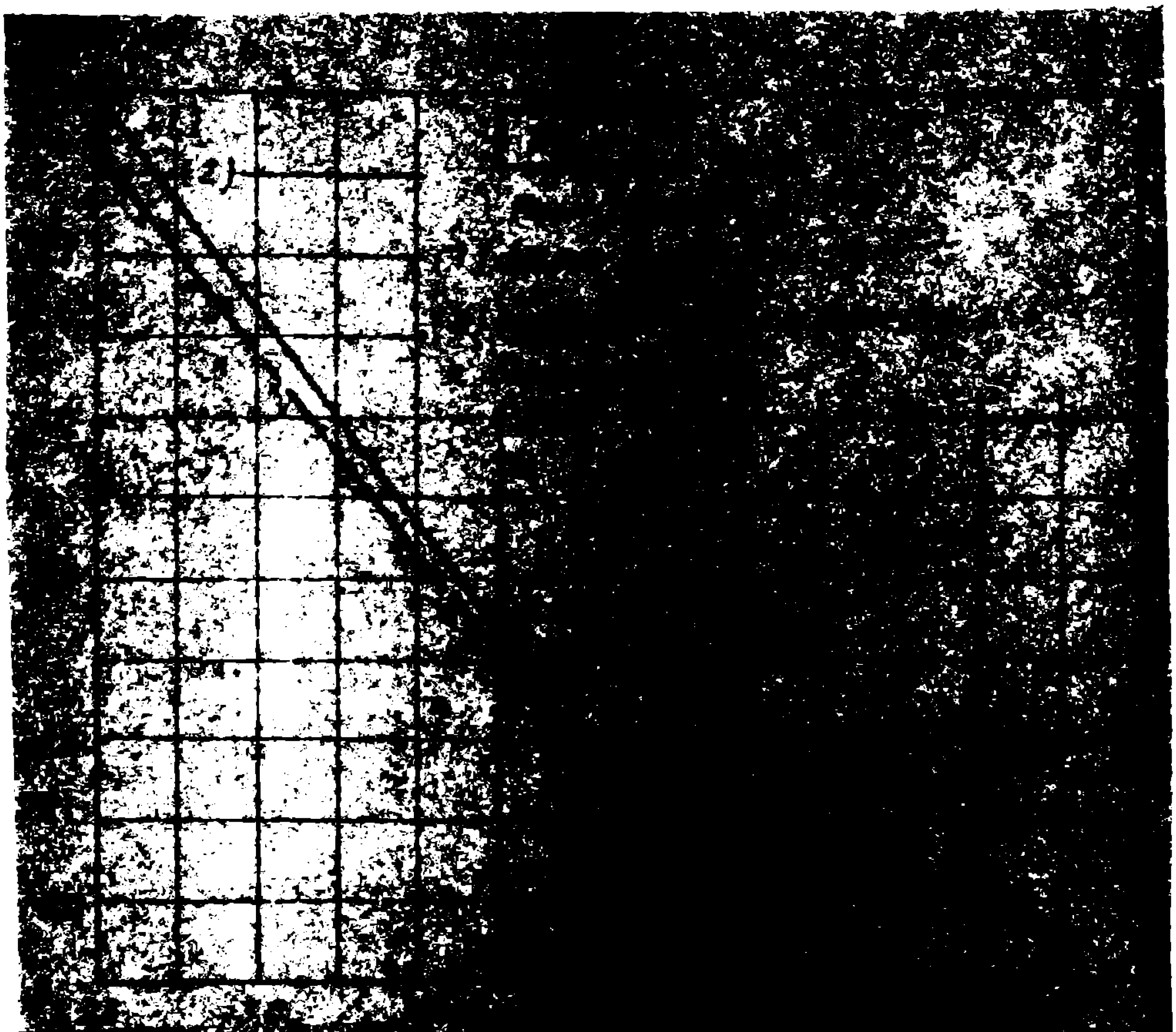
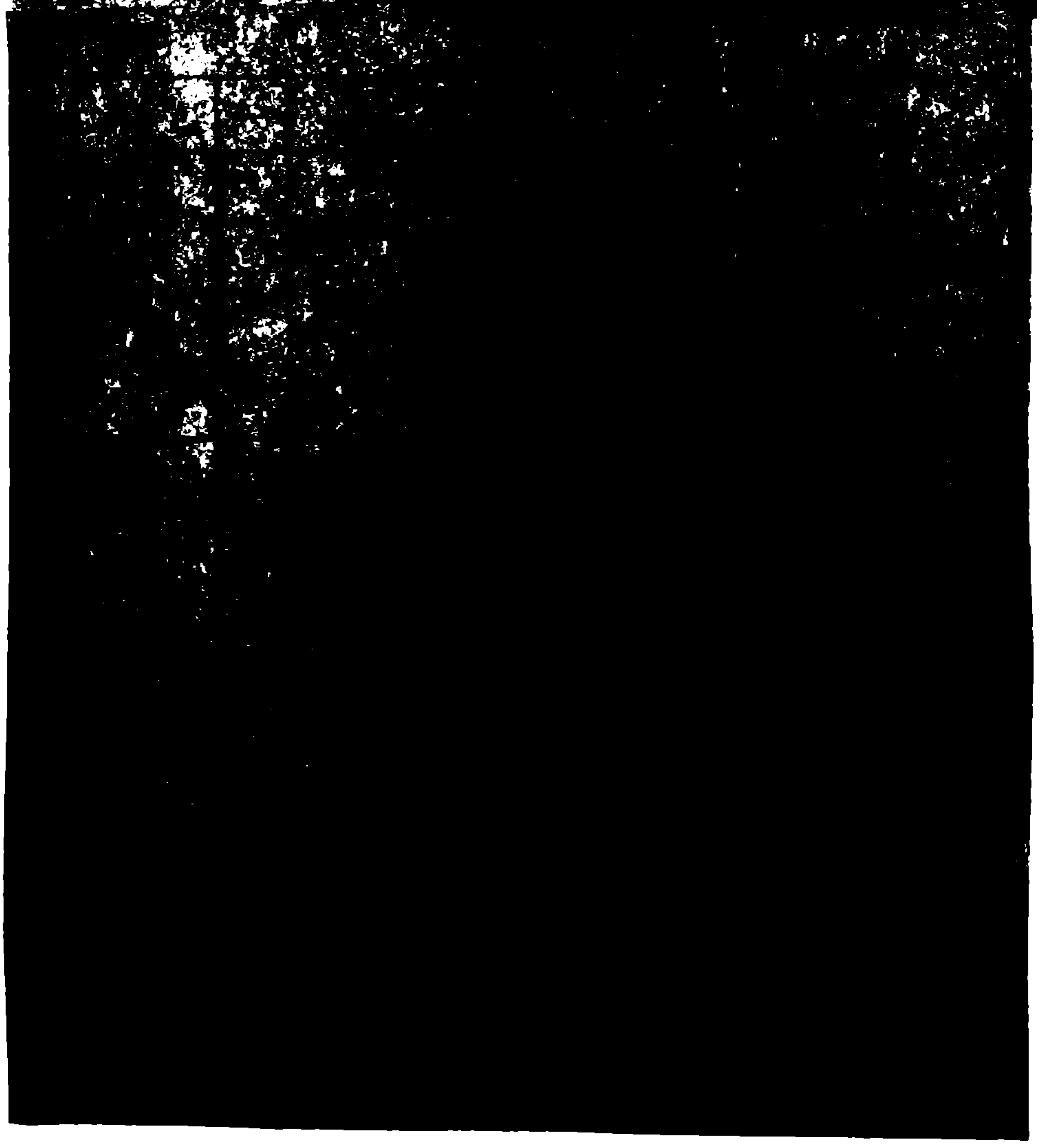


Fig. 5.26



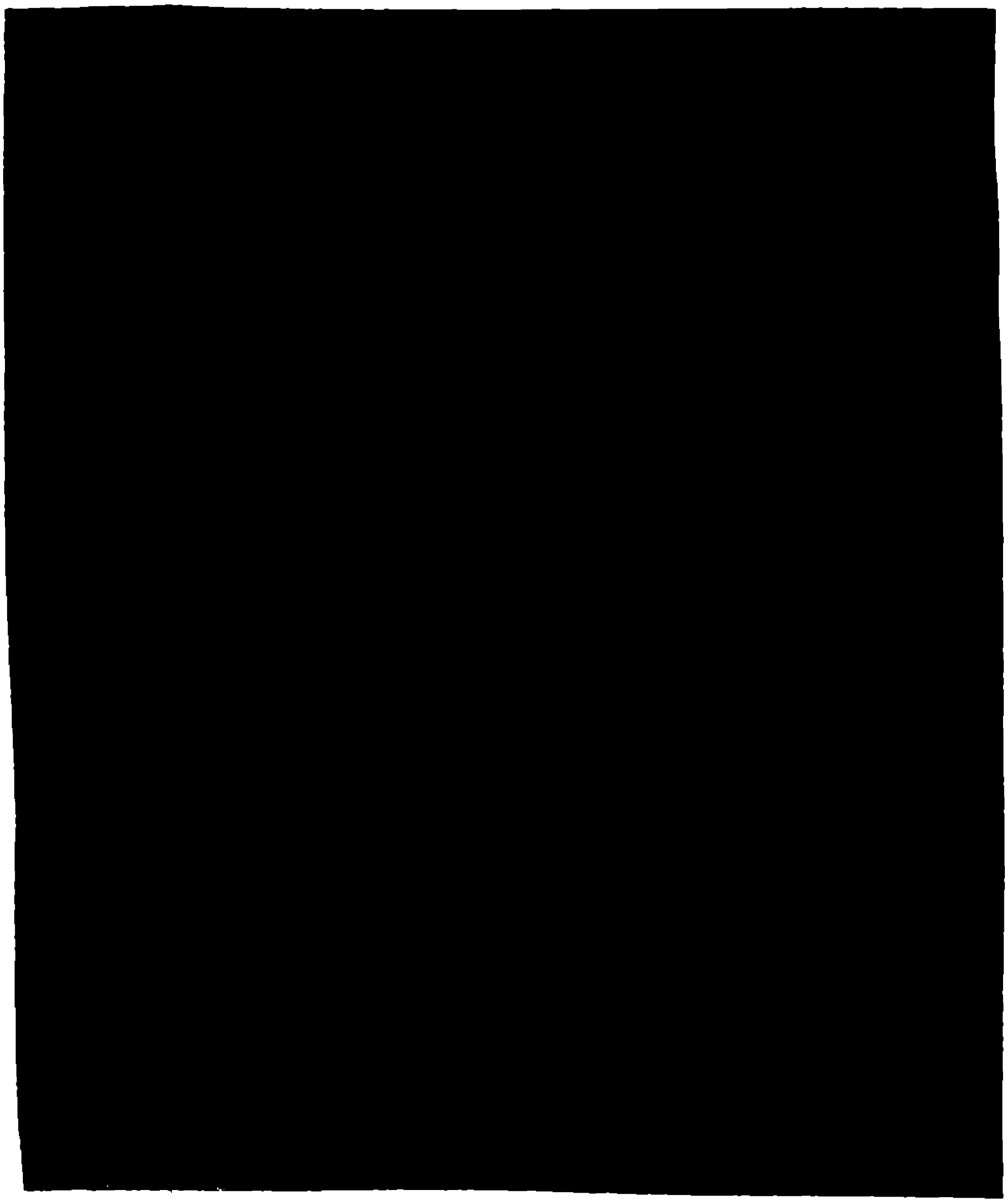


Fig.5.27

nal de pompă centrifugă în model de canal de turbină. Încercările experimentale, realizate în confuzorul rotitor la turațiile Rω= o, 21o, 38o, 48o, 79o, au permis trasarea diagramelor din fig.5.25, 5.26, 5.27, 5.28, 5.29, în care s-au prezentat comparativ datele experimentale de la difuzor și confuzor, precum și cele teoretice din prezenta lucrare. Se remarcă la toate turațiile că, în cazul de față curgerea în confuzorul rotitor este foarte apropiată de curgerea în conducta rotitoare, efectele rotației copleșind pe cele datorate confuzorului, așa cum se remarcă și la Fowler, sesizîndu-se o ușoară creștere a pierderilor datorită efectului centrifet, confirmată în /172/.

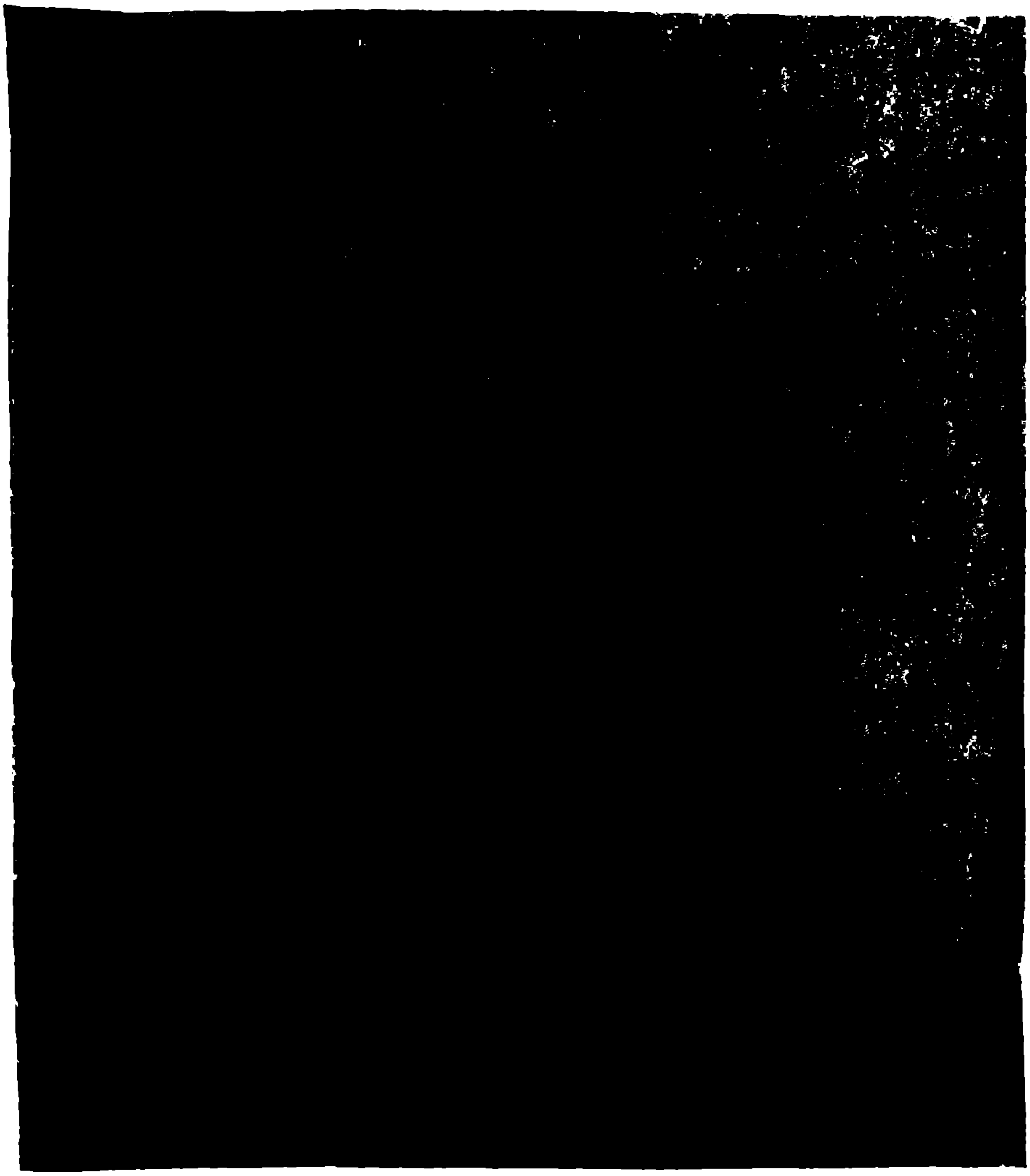


Fig.5.28

Infig.5.3o şi5.31 se compară datele experimentale obţinute pentru difuzor,cu cele oferite de Toyo-O-Ishihara /87/ pentru turbotransformatoare,remarcîndu-se o bună apropiere şi această comparaţie,chiar cu titlu calitativ,indică clar posibilitatea utilizării datelor experimentale obţinute în prezenta lucrare la calculul pierderilor hidraulice în turbomaşini.

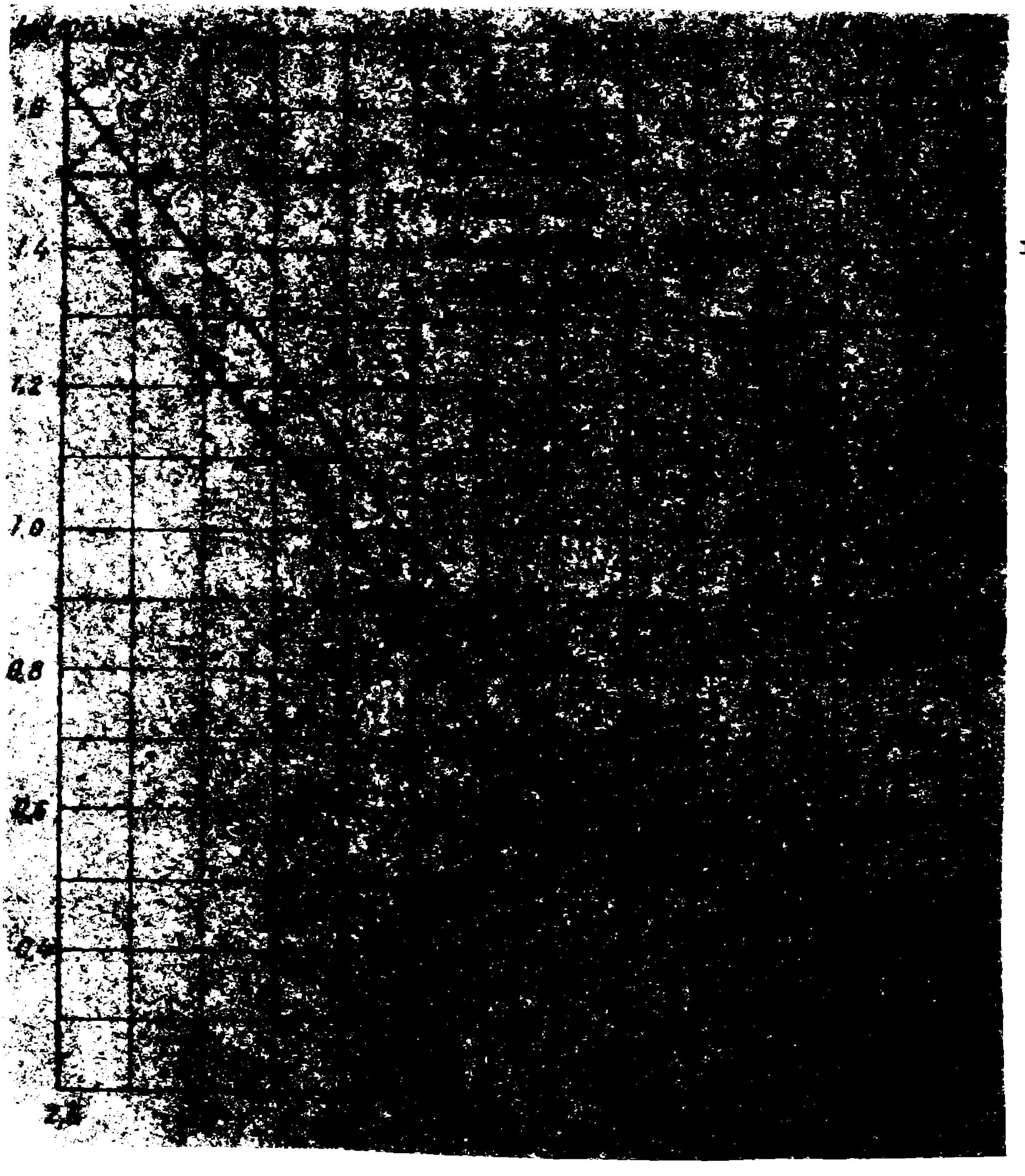


Fig. 5.29

Fig. 5.30

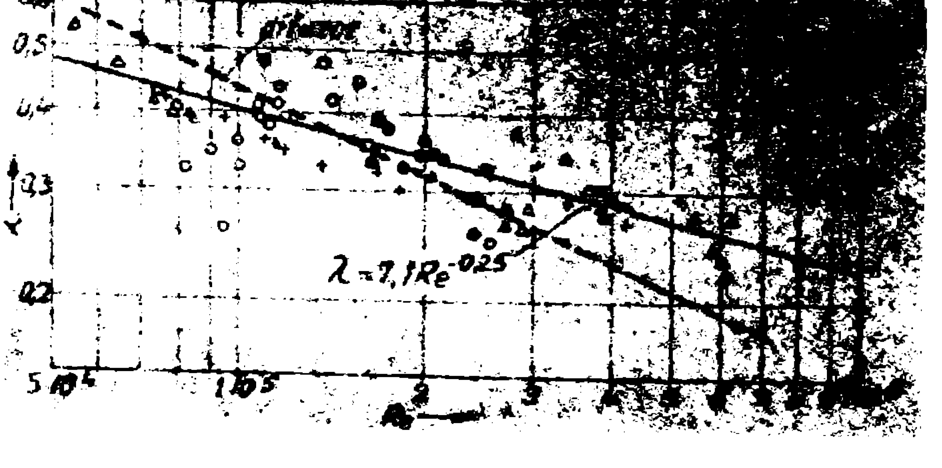
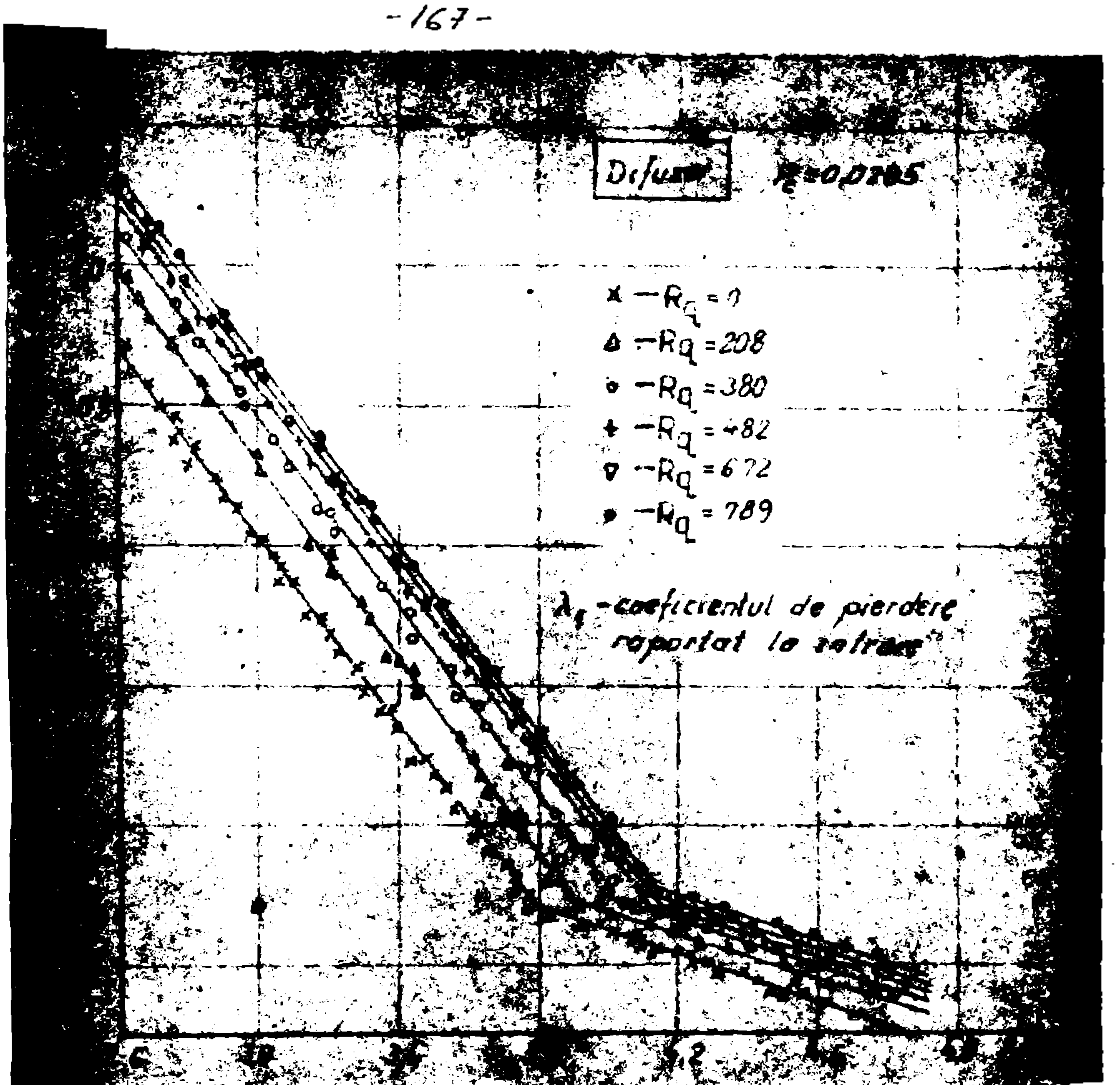
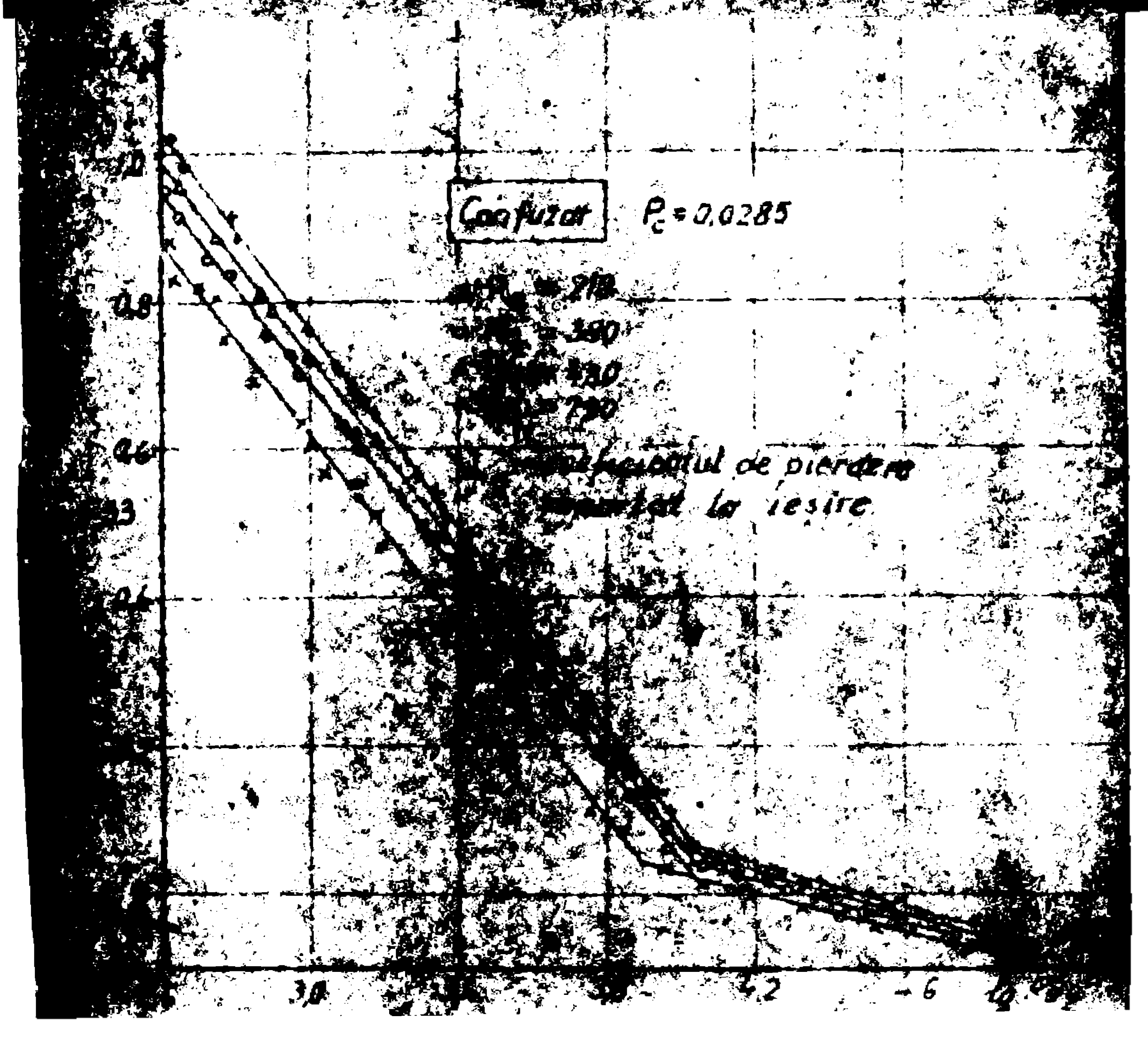


Fig. 5.31


Difuzor
$R_q=0$
$R_q=208$
$R_q=380$
$R_q=482$
$R_q=672$
$R_q=789$
-coeficientul de pierdere
raportat la intrare


Confuzor
$R_c=0,0285$
de pierdere
la iesire

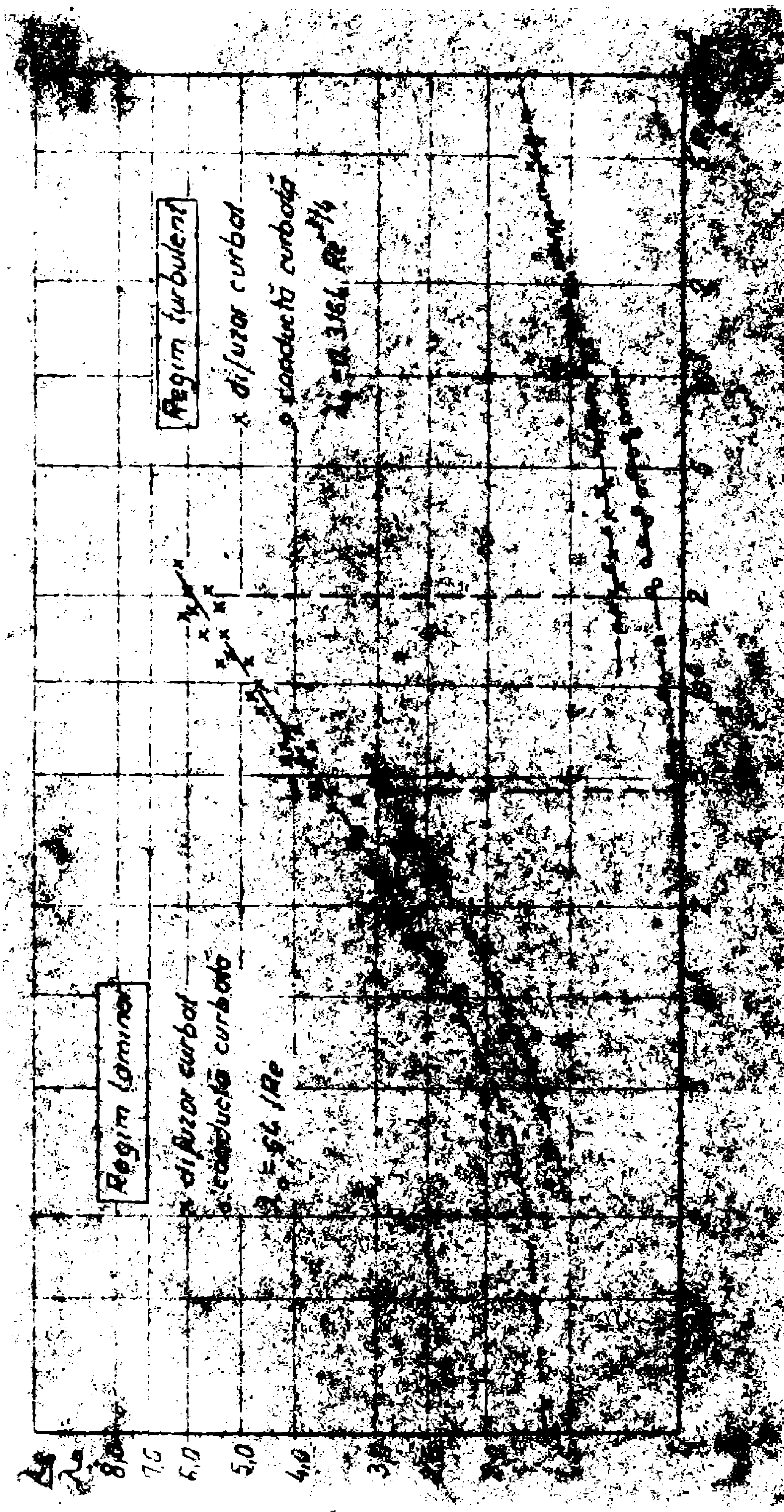

Regim turbulent
x difuzor curbat
o conductă curbată
Regim laminar
x difuzor curbat
o conductă curbată
8,0
7,0
6,0
5,0
4,0
3,0

Fig. 5.34

In fig.5.32, pentru difuzor şi în fig.5.33 pentru confuzor se prezintă variaţia coeficientului λ în funcţie de numărul Reynolds, avînd parametru numărul rotaţional R_z, remarcîndu-se creşterea pierderilor odată cu creşterea rotaţiei. Şi mai evident apare efectul rotaţiei în fig.5.34, unde se prezintă creşterea odată cu rotaţia a coeficientului de pierdere λ în raport cu valorile de la conducta staţionară dreaptă, evidenţiindu-se mărirea pierderilor datorită rotaţiei de 2 pînă la 7 ori, faţă de cazul clasic al conductei fixe.

5.4. Asupra aplicabilităţii rezultatelor la evaluarea pierderilor în maşinile hidraulice.

Cercetările experimentale intreprinse şi discutate în acest capitol împreună cu modelul analitic elaborat, au avut ca scop principal, aşa cum s-a afirmat încă la începutul lucrării, elucidarea fenómenelor ce apar la curgerea în conducte şi canale rotitoare în vederea determinării pierderilor hidraulice în turbotransformatoare şi, în general în turbomaşini, ţinînd cont că pierderile din rotorii maşinilor hidraulice, datorate curgerii vîscoase în canalele interpaletare, sînt de primă importanţă. In literatura de specialitate, evaluarea pierderilor de acest tip, în turbotransformatoare se face într-un mod cu totul simplist şi nesatisfăcător, admiţîndu-se pentru rotorul de pompă o relaţie de forma $\lambda_p = \lambda + \Delta\lambda$ /46/, unde λ este coeficientul de pierdere longitudinală de la conductele drepte staţionare (deobicei formula lui Blasius), iar $\Delta\lambda$ este o constantă ($\Delta\lambda \cong 0{,}2$) obţinută din analiza rezultatelor calitative ale lui Seelig /143/.
Deficienţele unei astfel de evaluări sînt evidente: în primul rînd se concentrează în mod artificial toate pierderile suplimentare în pompă, apoi se consideră greşit efectele rotaţiei constante, ori aşa cum s-a demonstrat în lucrarea de faţă pierderile hidraulice variază substanţial cu modificarea rotaţiei. De asemenea, nu se recomandă nici însumarea artificială a diferitelor tipuri de pierderi din canal, căci are loc o interacţiune a diverselor efecte.

Rezultatele experimentale şi cele teoretice obţinute în prezenta lucrare, chiar dacă nu se referă în mod direct la cazul canalelor interpaletare ale rotorilor maşinilor hidraulice, prezintă avantajul că oferă valorile coeficientului de pierdere λ pentru orice rotaţie şi curbură a conductei, evidenţiind şi elucidind cel mai important efect din canalele rotorice, efectul rotaţiei, ceea ce sugerează că aceste rezultate, chiar cu aproximaţia, vor putea fi folosite la calculul pierderilor hidraulice în canalele rotorice, conducînd la evaluări mai aproape de realitate decît metodele existente în literatura de specialitate.

Aplicabilitatea rezultatelor lucrării de față depinde însă în primul rînd de ușurința cu care proiectantul poate să le utilizeze efectiv, deci sînt necesare relații eficiente și expeditive care, oglindind datele experimentale și teoretice prezentate grafic în diagramele de mai sus, să permită un calcul rapid al coeficientului de pierdere λ în funcție de parametrii impuși de situația particulară existentă, și de asemenea, să poată fi cuprinse în metoda de proiectare (inclusiv calcul pe calculatorul electronic)

Analizînd rezultatele experimentale obținute la încercarea în staționare a canalului prismatic difuzor se propune următoarea relație empirică pentru calculul coeficientului de pierdere prin frecare λ:

$$\lambda_1 = 0{,}303\, Re_1^{a} \cdot 10^{b-2} \qquad (5.1)$$

unde :

- pentru $Re_1 < 6000$

$$a = -0{,}67 \qquad b = 5\cdot 10^{-4} R_q + 3{,}15 \qquad \text{pentru } R_q \le 500$$

$$a = -0{,}68 \qquad b = 2{,}5\cdot 10^{-5} R_q + 3{,}4 \qquad \text{pentru } R_q > 500$$

- pentru $Re_1 > 6000$

$$a = -0{,}182$$

$$b = 8\cdot 10^{-5} R_q + 1{,}3 \qquad \text{pentru } R_q \le 500$$

$$b = 1{,}875\cdot 10^{-5} R_q + 1{,}34 \qquad \text{pentru } R_q > 500$$

$$R_q = \frac{(2R)^2 q}{\nu}$$

Aceste relații se recomandă pentru calculul pierderilor hidraulice în canalele rotorice ale pompelor și turbinelor centrifuge din turbotransformator, precum și pentru cazul pompelor clasice. Se remarcă raportarea relației (5.1) la secțiunea de intrare în difuzor (λ_1, Re_1). Se menționează că relația empirică de mai sus este limitată de condițiile încercărilor efectuate, în sensul că datele experimentale s-au obținut pentru o geometrie particulară constantă a difuzorului rotitor (Ro=0,0285, unghiul difuzorului constant)

Avînd în vedere aceste limite, relația de mai sus se poate comple ta cu relaţiile obţinute cu metoda teoretică elaborată în prezenta lucrare.

Astfel, pentru conducte curbate staţionare se recomandă:

-pentru regim laminar:

$$\lambda_{CL} = 2^{11/2} I_1 D^{-1/2} P_c^{1/2} \left(\sqrt{I_3^2 D^{-1} + 4 I_2} - I_3 D^{-1/2}\right)^{-3} \qquad (5.2)$$

unde :

$$I_1 = 0,384 P_c^2 + 0,3174 P_c + 0,5211$$

$$I_2 = 0,0511 P_c^2 + 0,6741 P_c + 0,56117$$

$$I_3 = -0,7888 P_c^2 + 3,7561 P_c + 2,054$$

$$D = R_e P_c^{1/2} \quad , \quad P_c = R/P_c$$

-pentru regim turbulent:

$$\lambda_{CT} = 2^{11/5} I_{1T} D^{-1/5} P_c^{1/5} \tilde{V}_{y/o}^{-9/5} \qquad (5.3)$$

unde :

$$\tilde{V}_{y/o} = I_{2T} - I_{3T} D^{-1/5} P_c^{-3/10} \tilde{V}_{y/o}^{1/5}$$

$$I_{1T} = 0,0485$$

$$I_{2T} = 0,792$$

$$I_{3T} = 0,11$$

Pentru conducte rotitoare se recomandă:

-în cazul regimului laminar:

$$\lambda_{RL} = 4,7568 I_1 R_e^{-1/2} S^{3/2} (S)_{\delta,\theta_0}^{-5/4} \qquad (5.4)$$

unde :

$$(S)_{\delta,\theta_0} = A \cdot S \cdot e^{BS} \qquad \text{pentru } S \le 1,5$$

$$A = 0,58141 - 1,2505 R_e^{-1/3}$$

$$B = 0,3421 + 0,4776 R_e^{-1/3}$$

$$(S)_{\delta,\theta_0} = a S^2 - b S + c \qquad \text{pentru } S \in (1,5 ; 6)$$

$$a = 0,71193 - 0,333 R_e^{-1/3}$$

$$b = 0,77 + 5,52844 R_e^{-1/2}$$

$$c = 0,885 + 5,9 R_e^{-1/2}$$

iar

$$I_1 = 0{,}000164(S)^3_{\delta,\theta_0} - 0{,}00828(S)^2_{\delta,\theta_0} + 0{,}4204(S)_{\delta,\theta_0} + 0{,}511$$

$$S = \frac{(2R)\,g}{\tilde{V}_y}$$

sau, cînd se consideră şi curbura, dar $S > Pc$:

$$\lambda_{CRL} = 2^{9/4} I_1\, Re^{-1/2}\, S^{3/2}\, P_c^{-5/4}\, (R_o)^{-5/4}_{\delta,\theta_0} \qquad (5.5)$$

unde :

$$I_1 = 0{,}167\,S + 0{,}567$$

$$P_c\,(R_o)_{\delta,\theta_0} = 0{,}834\,S - 0{,}167$$

-în cazul regimului turbulent:

$$\lambda_{RT} = 2^{21/10}\, I_{1T}\, (Re^{-2}\, S)^{1/10}\, \tilde{V}_{y/o}^{-17/10} \qquad (5.6)$$

unde :

$$\tilde{V}_{y/o} = I_{2T} - I_{3T}\,(S^2\, Re)^{-1/5}\, \tilde{V}_{y/o}^{-1{,}5}$$

$$I_{1T} = -0{,}007792\,S^2 + 0{,}034739\,S + 0{,}03806$$

$$I_{2T} = -0{,}001538\,S^2 + 0{,}014999\,S + 0{,}79546$$

$$I_{3T} = -0{,}017857\,S^2 + 0{,}091964\,S + 0{,}1477$$

Deoarece aceste relaţii teoretice se referă la conducte avînd secţiunea constantă, se propune mai jos o relaţie semiempirică ce îmbină datele teoretice cu cele experimentale şi ţine cont nu numai de efectele rotaţiei şi curburii, dar şi de cele datorate formei de difuzor a canalului:

$$\lambda_1 = 0{,}303\,\lambda + K_1\,\frac{2R}{L} \qquad (5.7)$$

unde λ_1 = se calculează cu una din relaţiile (5.2),(5.3),(5.4),(5.5),(5.6)

iar $K_1 = 1{,}136\, Rg\, Re_1^{-1} + 0{,}1348\, e^{(-10{,}7\cdot 10^{-5} Re_1)}$ pentru $Rg \le 500$

$K_1 = 1{,}03\cdot 10^{-5/2}\, Rg\, Re_1^{-1/2} + 439{,}35\, Re_1^{-1} + 0{,}1348\, e^{(-10{,}7\cdot 10^{-5} Re_1)}$ pentru $Rg > 500$.

Relaţia finală (5.7) oglindeşte cel mai complet curgerea din canalele rotorice ale turbotransformatoarelor şi oferă valorile coeficientului de pierdere λ cu cea mai bună apropiere de fenomenul real din maşină.

În concluzie, se poate evidenţia că deşi prezenta lucrare conduce la rezultate obţinute din studiul teoretic şi experimental al curgerii în conducte şi canale rotitoare, aceste rezultate se pot aplica şi sînt extrem de utile la calculul pierderilor prin frecare în canalele rotorice ale turbomaşinilor, permiţînd stăpînirea efectelor dominante ale rotaţiei, precum şi cele datorate curburii şi parţial difuzorului.

CAPITOLUL VI

CONCLUZII.

6.1.Concluzii generale.

6.1.1.Lucrarea de faţă evidenţiază că,la ora actuală,cînd problema energetică se detaşează ca o problemă de bază în desvoltarea economică a ţării,studiul căilor de reducere a pierderilor energetice în maşinile hidraulice se impune cu stringenţă.

6.1.2.Se argumentează şi se justifică necesitatea cunoaşterii teoretice a bilanţului energetic şi a pierderilor hidraulice la turbotransformatoare,fapt ce-ar permite,pe de o parte îmbunătăţirea metodelor de proiectare,iar pe de altă parte ar permite o preselecţie a variantelor calculate,economisindu-se timp,manoperă şi bani,doar selecţia finală realizîndu-se în laborator.

6.1.3.Se pune în evidenţă complexitatea curgerii în turbomaşini,reliefîndu-se problema cea mai dificilă,şi anume,curgerea în canalele rotorice interpaletare,subliniindu-se că,datorită dificultăţilor teoretice în modelarea fenomenului real din rotor,o cale accesibilă şi promiţătoare este înlocuirea,ca prim pas,a canalului interpaletar cu o conductă rotitoare.

6.1.4.Studiul pierderilor hidraulice în conducte şi canale curbate rotitoare permite obţinerea unor rezultate ce pot fi utilizate nu numai la modelarea curgerii în turbotransformatoare,dar şi pentru cazul pompelor şi turbinelor hidraulice,deci pentru întreg domeniul maşinilor hidraulice.

6.1.5.In lucrarea de faţă se explică detaliat că însăşi curgerea în conducte rotitoare este extrem de complicată,efectele rotaţiei, curburii şi difuzorului fiind multiple şi contradictorii,ceea ce impune o modelare teoretică de la simplu la complex.In literatura de specialitate,la ora actuală,există puţine modele teoretice adecvate pentru studiul curgerii în conducte rotitoare şi ele sînt tributare unor ipoteze simplificatorii,precum rotaţia foarte mică,sau foarte mare,limitîndu-le astfel utilitatea la cazuri cu totul particulare.

6.1.6.Considerîndu-se în primă etapă,regimul de curgere laminar,s-a elaborat un model teoretic pentru conducta curbată rotitoare,rezultatele obţinute arătînd clar că pierderile hidraulice cresc odată cu rotaţia conductei,cresc odată cu curbura conductei,şi în cazul cînd ambele efecte se manifestă deodată,mişcările secundare datorate forţelor Coriolis şi celor centrifuge se compun într-o mişcare secundară rezultantă,ce influenţează în mod direct pierderile hidraulice

6.1.7.Relaţia teoretică obţinută pentru pierderile hidraulice din conducta rotitoare şi/sau curbată,dovedeşte că expresia pierderilor hidraulice nu poate fi o simplă însumare a unor efecte locale,cum se procedează deobicei în literatura de specialitate,ci apare o interacţiune de efecte,coeficientul de pierdere λ depinzînd atît de regimul de curgere (numărul Reynolds),cît şi de rotaţie (numărul Strouhal) şi de curbură (parametrul de curbură Pe) după o lege complicată,dar care rezultă firesc din ecuaţiile de mişcare ale curgerii.

6.1.8.Rezultatele teoretice dovedesc,prin distribuţiile de viteze calculate că,chiar la valori foarte mici ale rotaţiei,apariţia acestui efect produce imediat o perturbare violentă a cîmpului de viteze,datorită mişcării secundare,maximul vitezei deplasîndu-se la peretele de suprapresiune al conductei,iar odată cu creşterea turaţiei,maximul scăzînd ca intensitate şi apărînd o tendinţă de aplatizare a distribuţiei de viteze.Un acelaşi comportament se remarcă în cazul unei conducte fixe curbate.In cazul conductei rotitoare curbate,cînd efectele curburii şi rotaţiei sînt în opoziţie aliura distribuţiei de viteze depinde de raportul S/Pe.Rezultatele teoretice obţinute în cazul curgerii în conducte curbate rotitoare arată că,la rotaţie foarte mică pierderile hidraulice sînt influenţate de parametrul de curbură Pe,care dacă este mare ($Pe > S$), produce o mişcare secundară predominantă,ce odată cu creşterea rotaţiei va fi anihilată şi supusă de curgerea secundară datorată forţelor Coriolis,pierderile hidraulice modificîndu-se apoi în special cu rotaţia.

6.1.9.Se dovedeşte,prin rezultatele teoretice obţinute,că efectele curburii sînt similare cu cele ale rotaţiei,comparaţia la diferite numere Reynolds a dependenţelor $\lambda=f(S)$ şi $\lambda=f(Pe)$ arătînd limpede că există o echivalenţă între acţiunea forţelor centrifuge şi cea a forţelor Coriolis.Pierderile hidraulice cresc odată cu creşterea rotaţiei sau a curburii,foarte violent în domeniul valorilor mici pentru S şi Pe,urmînd apoi o tendinţă de aplatizare.

6.1.lo.Efectele rotaţiei şi curburii se manifestă prin intermediul mişcărilor secundare,acestea modificînd esenţial curgerea în conductă,ce va diferi total de cazul curgerii potenţiale,ceea ce indică necesitatea absolută a utilizării în modelul teoretic al unei ecuaţii care să ţină cont de curgerea secundară.

6.1.11.In cazul curgerii turbulente în conducte drepte rotitoare se dovedeşte că rotaţia influenţează hotărîtor tensiunea turbulentă şi se introduce în expresia ei numărul Richardson,ce ţine cont de efectele rotaţiei şi permite studiul stabilităţii stratului limită turbulent.Se demonstrează că,faţă de cazul laminar,în curgerea turbulentă influenţa rotaţiei asupra pierderilor hidraulice este mai estompată,însuşi mecanismul curgerii turbulente provocînd o amortizare a efectelor rotaţiei.Rezultatele teoretice arată că grosimea stratului limită depinde de numărul Reynolds şi Strouhal,îngroşarea stratului limită producîndu-se pe partea de suprapresiune a conductei,unde numărul Richardson ia valori negative,ceea ce indică imediat din calcule că turbulenţa creşte şi stratul limită este instabil. Pe partea de depresiune s-au obţinut valori pozitive pentru numărul Richardson,avînd loc o tendinţă de laminarizare şi de stabilizare a stratului limită turbulent.De asemenea,s-a dovedit că odată cu creşterea rotaţiei,punctul de tranziţie de la regim laminar la regim turbulent migrează spre numere Reynolds mai mari.

6.1.12.In cazul curgerii turbulente în conducte curbate staţionare se demonstrează că,la fel ca în cazul rotaţiei,curbura produce efecte de creştere a pierderilor hidraulice,de modificare a stabilităţii stratului limită turbulent (oglindită de criteriul Richardson) şi de migrare a punctului de tranziţie de la regim laminar la regim turbulent.

6.1.13.Aplicînd rezultatele teoretice de la cazul curgerii laminare şi turbulente în conducte curbate staţionare,la debitmetrul cot, se arată că efectele curburii manifestate prin mişcarea secundară ce apare,produc o modificare total diferită a distribuţiei vitezei faţă de cazul curgerii potenţiale şi atunci legea ariilor ce a stat la baza modelului teoretic pentru debitmetrul cot nu mai este valabilă,calculul prezent cu bune rezultate al coeficientului de debit dovedind acest lucru.

6.1.14.Cercetările experimentale efectuate pentru o conductă curbată rotitoare,de secţiune circulară constantă,verifică şi confirmă modelul teoretic prezentat în lucrare,dovedind creşterea pierderilor hidraulice odată cu creşterea rotaţiei.

6.1.15.Rezultatele experimentale obţinute la curgerea în canalul difuzor curbat rotitor,de formă prismatică,arată că rotaţia influenţează pierderile de difuzor,acestea crescînd odată cu rotaţia canalului.De asemenea,efectul de difuzor produce o creştere a pierderilor hidraulice,în comparaţie cu conducta de secţiune constantă.Rotaţia produce o scădere a performanţelor difuzorului,coeficientul de recuperare a presiunii statice Cp,scăzînd cu creşterea rotaţiei.Se remarcă încă dependenţa pierderilor hidraulice din difuzor de numărul

Reynolds,ceea ce sugerează că expresia pierderilor dintr-un canal difuzor trebuie să depindă de interacţiunea mai multor parametri (geometria difuzorului,numărul Reynolds,numărul Strouhal,curbură.)
6.1.16.Rezultatele teoretice şi experimentale din prezenta lucrare comparate cu puţinele date existente în literatura de specialitate se dovedesc a fi reale şi corecte,ceea ce permite utilizarea lor în calcule aproximative de bilanţ energetic la turbomaşini.Primele calcule efectuate,cu scopul de verificare,la determinarea pierderilor hidraulice în rotorii de turbotransformator şi de turbină Francis,au condus la bune rezultate,indicînd că se pot extinde cu succes datele obţinute în lucrarea de faţă,la canalele rotorice interpaletare.

6.2.Contribuţii originale.

6.2.1.Partea teoretică.

In literatura de specialitate,la ora actuală,există cîteva metode analitice de modelare a curgerii în conducte rotitoare,toate bazîndu-se pe ipoteze simplificatorii,precum rotaţia conductei foarte mică sau foarte mare,ceea ce desigur facilitează rezolvarea teoretică a problemei,dar conduce la rezultate inacceptabile pentru domeniul de funcţionare al maşinilor hidraulice.De asemenea,pentru curgerea turbulentă se preiau relaţii de la cazul particular al plăcii plane staţionare,fără a se ţine seama că rotaţia canalului afectează direct tensiunile turbulente,iar în situaţia mişcării turbulente din rotorii turbomaşinilor,este importantă tocmai cunoaşterea efectelor rotaţiei asupra turbulenţei însăşi.Chiar în cazul conductelor staţionare curbate,modelele existente se limitează la situaţia particulară cînd raza de curbură are valoare foarte mare.

Ţinînd cont de aceste deficienţe,în lucrarea de faţă s-a elaborat o metodă teoretică unitară şi generală,ce construită pas cu pas a condus la obţinerea unui model analitic inedit,capabil să ofere soluţii atît pentru regimul de curgere laminar,cît şi pentru cel turbulent,la orice valoare a rotaţiei şi indiferent de mărimea razei de curbură.Prin simplă particularizare se pot regăsi cazurile cunoscute din literatură (rotaţie foarte mică,sau rotaţie foarte mare,sau curbură foarte mică) şi datele experimentale existente pentru aceste cazuri particulare,confirmă foarte bine rezultatele metodei,validîndu-i astfel funcţionalitatea şi generalitatea.

Printre contribuţiile originale şi de importanţă deosebită pot fi menţionate următoarele:

6.2.1.1.Stabilirea celei mai generale forme a ecuaţiilor de mişcare Navier-Stokes,în raport cu reperul neinerţial şi expresiei celei mai generale pentru presiunea de mişcare p_r-specifică curgerii în canale rotitoare-cazurile particulare regăsindu-se în literatura de specialitate.

6.2.1.2.Deducerea expresiei generale pentru coeficientul de pierdere hidraulică λ ,în cazul curgerii în conducte rotitoare,expresie care prin rezolvarea ecuaţiilor de mişcare şi ţinînd cont de curgerea secundară,s-a concretizat pentru cazul principal al mişcării în conducte curbate rotitoare şi pentru cazurile secundare -particularizări ale celui principal-referitoare la conducta dreaptă rotitoare şi conducta curbată staţionară,atît pentru regim laminar cît şi pentru regim turbulent.Rezultatele experimentale din literatură,existente pentru cazurile particulare,au confirmat justeţea expresiei obţinute Se menţionează că relaţia teoretică este nouă şi valabilă pentru orice valoare a rotaţiei şi curburii.

6.2.1.3.Deducerea unei relaţii generale pentru distribuţia vitezei axiale în conducta rotitoare curbată,ca şi pentru cazurile secundare (conductă dreaptă rotitoare şi conductă curbată fixă),punîndu-se în evidenţă efectele complexe ale rotaţiei şi curburii asupra curgerii. Atît relaţia de calcul al coeficientului de pierdere λ ,cît şi cea pentru determinarea distribuţiei de viteze,depind,spre deosebire de datele teoretice din literatură,direct de rotaţia şi curbura conductei,fiind capabile să oglindească fidel fenomenul real din conducta rotitoare curbată.

6.2.1.4.Pentru cazul regimului turbulent,metoda analitică elaborată permite în plus,prin utilizarea unui criteriu de apreciere (numărul Richardson),studiul efectelor rotaţiei şi curburii conductei asupra structurii curgerii turbulente.

6.2.2.Partea experimentală.

In literatura de specialitate,majoritatea cercetărilor experimentale sînt legate de curgerea în conducte staţionare curbate,dificultăţile întîmpinate la efectuarea de măsurători în conducte rotitoare limitîn cercetările în această direcţie.Există totuşi rezultate experimentale privind pierderile hidraulice în conducte rotitoare,dar ele sînt relativ puţine (trei cazuri numai /34/,/58/,/72/) şi toate se referă la conducte rotitoare drepte.O singură lucrare /39/ tratează determinarea experimentală a pierderilor hidraulice în conducte curbate rotitoare,dar canalul este de formă elicoidală cu mai multe spire şi deci nu se apropie de cazul curgerii în canalele rotorice ale turbomaşinilor.

Analizînd rezultatele existente,prezenta lucrare a urmărit determinarea experimentală a pierderilor hidraulice în conducte şi canale curbate rotitoare,care să modeleze,chiar şi aproximativ,curgerea în rotorii maşinilor hidraulice.

Se evidenţiază următoarele elemente originale deosebite:

6.2.2.1.Studierea,proiectarea şi realizarea unei staţiuni experimentale originale,funcţionînd cu aer,capabilă să cuprindă diverse modele de conducte şi canale prismatice curbate rotitoare,de felurite geometrii,realizînd gama dorită de numere Reynolds şi de numere Strouhal,şi permiţînd printr-o concepţie inedită măsurarea presiunii şi temperaturii în conducta rotitoare.

6.2.2.2.Proiectarea şi realizarea unei conducte curbate rotitoare de secţiune circulară constantă,cu centrul de rotaţie excentric faţă de centrul de curbură,modelînd curgerea într-un canal rotoric de pompă centrifugă.

6.2.2.3.Proiectarea şi realizarea unui canal prismatic difuzor,curbat şi rotitor,mai aproape ca formă de canalul rotoric al unei maşini hidraulice,avînd posibilitatea de-a fi montat în staţiunea de încercări în două moduri: ca un model de canal rotoric de pompă centrifugă şi ca un model de canal confuzor rotoric de turbină centripetă.

6.2.2.4.Efectuarea unui număr mare de măsurători în conducta curbată rotitoare de secţiune circulară,obţinîndu-se coeficientul de pierdere hidraulică λ ,aceste rezultate experimentale ne întîlnite în literatura de specialitate,confirmînd datele teoretice ale modelului analitic elaborat în prezenta lucrare şi fiind coroborate de datele experimentale din literatură pentru cazurile particulare.

6.2.2.5.Efectuarea încercărilor experimentale pentru cazul canalului prismatic rotitor,determinîndu-se pentru prima dată în literatura de specialitate coeficientul de pierdere hidraulică λ ,punîndu-se în evidenţă influenţa rotaţiei asupra pierderilor de difuzor,influenţa difuzorului asupra pierderilor longitudinale,performanţele difuzorului curbat rotitor,diferenţele dintre curgerea difuzor şi curgerea confuzor.Se remarcă o bună concordanţă cu rezultatele teoretice.

De asemenea,se observă marea apropiere dintre fenomenul curgerii prin aceste conducte şi canale rotitoare şi prin canalele rotorice ale turbotransformatoarelor şi în general ale maşinilor hidraulice.

6.3. Perspective.

Rezultatele bune teoretice şi experimentale obţinute la studiul pierderilor hidraulice în conducte curbate rotitoare şi canalul prismatic difuzor, se pot folosi, cu cuvenita aproximaţie, la estimarea bilanţului energetic în turbomaşini. Cunoaşterea cît mai exactă a pierderilor în canalele interpaletare ale rotorilor turbomaşinilor presupune însă depăşirea acestei faze şi anume: preluînd şi asimilînd prezentele rezultate se impune în viitor extinderea şi amplificarea atît a metodei teoretice cît şi a cercetărilor experimentale, pentru a se obţine un model matematic capabil să oglindească curgerea în rotorii maşinilor hidraulice, ţinînd cont de efectul difuzorului şi de problema desprinderilor; de asemenea, studiile experimentale viitoare vor trebui îndreptate cu precădere spre încercarea unui canal ce modelează prin similitudine, un canal rotoric de pompă centrifugă şi apoi de turbină Francis.

Se poate concluziona că rezultatele promiţătoare obţinute în prezenta lucrare justifică şi susţin continuarea cercetării, existînd toate premizele pentru a se elabora în final o metodă generală capabilă să determine pierderile hidraulice direct în turbomaşini.

BIBLIOGRAFIE.

1.Adler,M.,Strömung in gekrümmten Rohren,ZAMM,14,1934

2.Adler,I.,V.Markova,V.Granovsky,The design of experiments to find optimal conditions,Mir,Moscow,1975

3.Aleksapolski,D.I.,Ghidrodinamiceskie peredaci,Mașghis,1963

4.Anand,A.K.,B.Lakshminarayana,An experimental Study of Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer and Turbulence Characteristics Inside a Turbomachinery Rotor Passage,ASME,Oct.,1978

5.Anand,A.K.,B.Lakshminarayana,Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer in a rotating helical channel,ASME,June 1975

6.Ancușa,V.,Mecanica fluidelor și mașini hidraulice,IPTV Tmg,1980

7.Anton,I.,Turbine hidraulice,Ed.Facla,Timișoara,1979

8.Anton,I.,Contribuții la studiul pierderilor în camera în spirală Bul.șt.și tehn.I.P.Tmg.,anII,1956

9.Anton,I.,I.Pitero,Considerații asupra curentului principal și apariției curenților secundari în camerele în spirală,Bul.I.P. Tmg.,Tom 13/1968

10.Anton,I.,M.Tămaș,A.Baya,Analiza pierderilor hidraulice în rotorii mașinilor reversibile de foarte înaltă cădere,Protocol UCMR Reșița,1983

11.Anton,I.,M.Tămaș,A.Baya,Protocol UCMR Reșița,1985

12.Anton,V.,M.Popoviciu,I.Pitero,Hidraulică și mașini hidraulice, E.D.P.,București,1978

13.Ashjaee,J.,J.P.Johnston,Straight-Walled,Two-Dimensional Diffuser,J.of Fl.Eng.,Sept.1980

14.Asanuma,G.M.,K.D.Papailiou,An Integral Method of Calculating Turbulent Boundary Layer with Separation,J.of Fl.Eng.,3,1979

15.Baya,A.,M.Tămaș,Întocmirea prin calcul a diagramei universale la turbinele hidraulice tip Francis,Conf.M.H.și Hidrod.Tmg.85

16.Baya,A.,M.Tămaș,Influența unor parametri geometrici și funcționali asupra caracteristicilor energetice ale turbinelor radiale tip Francis,Conf.M.H.și Hidrod.,Timișoara,Oct.1985

17.Benedict,R.,N.Carlucci,S.Swetz,Flow Losses in Abrupt Enlargements and Contractions,J.Eng.for Power,Jan.1966

18.Benton,G.,D.Boyer,Flow Throw a Rapidly Rotating Conduct of Arbitrary Cross Section,J.of Fl.Mech.,26,1966

19.Bobok,E.,Determination of pressure losses in turbomachines, Budapest,1972

20.Bobok,E.,Wall roughness efects on loss-coefficient of centrifugal pumps,Budapest,1972

21.Bradshaw,P.,An Introduction to Turbulence and its measurement, Pergamon Press,Oxford,1975

22.Bradshaw,P.,Calculation of three-dimensional turbulent boundary layers,J.Fl. Mech.,1971,46,3.

23.Bradshaw,P.,Effects of Streamline Curvature on Turbulent Flow, AGARDograf 169

24.Bradshaw,P.,Review-Complex Turbulent Flows,ASME,June 1975

25.Bradshaw,P.,The analogy Between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow,J.Fl. Mech.,36,1969

26.Bragg,G.,The turbulent boundary layer in a corner,J.Fl. Mech.969

27.Brown,J.,Turbulent Flow of water in Plane Curved Channels of Finite Depth,J.Fl. Mech. 1963

28.Burbank,R.,J.Fillo,Curvature Effects in Laminar Boundary Layers, ASME,1971

29.Carlson,J.,J.P.Johnston,C.Sagi,Effects of Wall Shape on Flow Regimes and Performance in Straight,Two-Dimensional Diffusers, J.Basic Eng.,March 1967

BUPT

- Cebeci, T., A. Smith, Analysis of Turbulent Boundary Layers, Acad. P Press, New York, 1974
31. Chandrashekar, N., K. Swamy, Wall Shear Stress Inference for Three Dimensional Turbulent Boundary Layer Velocity Profiles, J. of Appl. Mech., March, 1976
32. Chung-Hsiung Li, A Note in Comment on "Analysis of Steady laminar Flow Through Curved Pipes", J. Fl. Mech., 6, 1976
33. Davis, W., Three-Dimensional Boundary Layer Computation on the Stationary End-Walls of Centrifugal Machinery, ASME, Sept, 1976
34. Dobner, E., Uber den Strömungswiderstand in einem rotierenen kanal, Dissertation, Darmstadt, 1959
35. Dring, R., A Momentum Integral Anclysis of the Three-Dimensional Turbine End-Wall Boundary Layer, ASME, Oct. 1971
36. Eaton, J., J. P. Johnston, Turbulent Flow over a Plane Simmetric Sudden Expansion, J. Fl. Eng., Dec. 1979
37. Elbing, G., Messungen der turbulenten Strömung in rotierendn Radialrad einer Arbeitsmaschine, Berlin 1975
38. Ellis, G., A Study of induced Vorticity in centrifugal compressor, J. Eng. for Power, 86, 1, Jan. 1964
39. Eutenauer, G., Piesche M., Druckabfallmessungen in stationär rotierenden, gekrümmten kanalstrecken mit quadratischen sowie kreisförmigen Durchflusquerschnitt, Forsch. Ing.-Wes. 44, 1978
40. Fachbach, H., Flow Investigation in a Francis turbine, J. Basic Eng, Dec. 1971
41. Felsch, K., Beitrag sur Berechnung turbulenter Grenzschichten in zweidimensionaler inkompressibler Strömung, Karlsruhe, 1965
42. Ferguson, T., Radial vanelles Diffusers, Budapest, 1969
43. Fischer, G., Parameters of Secondary Flow in Curved Channels, Budapest, 1969
44. Fowler, H., The distribution and stability of flow in a rotating channel, ASME, 1968
45. Calinkina, L., V. Migcenko, Ob odnom metode rasceta poter energii v ghidrotransformatore, Energhetica, 6, 1967
46. Gavrilenko, B., I. Semiciastnov, Ghidrodinamiceskie mufti i transformatori, Moskva 1969
47. Gessner, F., A method of measuring Reynolds stresses with a constant-current, hot-wire anemometer, ASME, 1964
48. Gessner, F., The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner, J. Fl. Mech., 58, 1973
49. Giles, V., Fluid mechanics and Hydraulics, Mc Graw-Hill, New York 1962
50. Gorton, C., B. Lakshminarayana, A Method of Measuring the Three-Dimensional Mean Flow and Turbulence Quantities Inside a Rotating Turbo-Machinery Passage, ASME, April, 1976
51. Grianko, L., Issledovanie rabocevo protesa ghidrotransformatora s tentrobejnoi turbinoi, Energhetika, 3, 1961
52. Gustafson, W., I. Pelech, Effects of curvature on laminar boundary layers in sink-type flows, J. Basic Eng., Sept. 1969
53. Hah, C., B. Lakshminarayana, Numerical Analysis of Turbulent Wakes of Turbomachinery Rotor Blades, J. Fl. Eng., Dec. 1980
54. Halleen, R., J. P. Johnston, W. Reynolds, The Laminar Boundary Layer on a Rotating circular Arc Blade, ASME, J. Basic Eng, 1966
55. Hart, J., Instability and secondary motion in a rotating channel flow, J. Fl. Mech., Jan. 1971
56. Heldt, H., Torque Converters or Transmissions, Masghiz, Moskva 1960
57. Hellmann, H., Sekundärströmung in gekrümmten rotierenden Schaufelkanälen einer radialen Arbeitsmaschine, Berlin 1975.
58. Hempfer, W., Theoretische und experimentalle Untersuchungen turbulenter Strömungen in rotierenden kanälen von kreisformig und von elliptischen Querschnitten, Karlsruhe 1970
59. Hicks, C., Fundamental concepts in the design of experiments, Holt, New York, 1964
60. Hoover, L., W. Stöber, Experiment on Laminar Flow in a Rotating Curved duct of Rectangular Cross Section, ASME, 3, 1984.

61. Hokenan, G., Invers Design of Optimal Diffusers with Experimental Corraboration, J. Fl. Eng., Dec. 1979
62. Howard, J., C. Kittmer, Measured Velocities in a Radial Impeller with Shrouded and Unshrouded Configuration, J. Eng. Power, 4, 1975
63. Howard, J., L. Lennemann, Measured and Predicted Secondary Flows in Centrifugal Impeller, J. Eng. Power, 1, 1971
64. Howard, J., S. Patankar, R. Bordynuik, Flow Prediction in Rotating Duct using Coriolis-Modified Turbulence Models, J. Fl. Eng., 12, 1980
65. Hughes, W., J. Brighton, Fluid Dynamics, Mc Graw Hill, N.Y., 1967
66. Hurgulian, G., Ghidrodinamiceskie peredaci, Kniga 52, Mashgiz 1959
67. Idelcik, I., Ghidravliceskie soprotivlenia, Moskva, 1975
68. Ito, H., Friction Factor for Turbulent Flow in Curved Pipes, Rep. Inst. High Sp. Mech., Sendai, Japan, 11, 1959/1960
69. Ito, H., Laminar Flow in Curved Pipes, ... , 1969
70. Ito, H., On the Pressure Losses for Turbulent Flow in Smooth Pipe Bends, Rep. Inst. High Sp. Mech., Sendai, Japan, 6, 1956
71. Ito, H., K. Motai, Secondary Flow in a Rotating Curved Pipe, Rep. Inst. High Sp. Mech., 29, 1974
72. Ito, H., K. Nanbu, Flow in Rotating Straight Pipes of Circular Cross Section, ASME, 1971
73. Johnson, H., Secondary Flow in Rotating Bends, J. Eng. Power, ASME, 1978
74. Johnston, J. P., R. Dean Jr., Losses in Vaneless Diffusers of Centrifugal Compressors and Pumps, J. Eng. Power, Jan. 1966
75. Johnston, J. P., J. Eide, Turbulent Boundary Layers on Centrifugal Compressor Blades, ASME, 1976
76. Johnston, J. P., R. Halleen, D. Lezius, Effects of spanwise rotation on the structure of two-dimensional fully developed turbulent channel flow, J. Fl. Mech., 56, 1972
80. Jones, J., R. Walters, A note on the Motion of a Viscous Liquid in a rotating straight pipe, ZAMP, 1967
81. Jones, O. Jr., An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts, J. Fl. Eng., 6, 1976
82. Jungclaus, G., Grenzschichtuntersuchungen in rotierenden Kanälen und bei scherenden Strömungen, Göttingen, 1955
83. Kaiser, K., A. McDonald, Effect of Wake-Type Nonuniform Inlet Velocity Profiles on First Appreciable Stall in Plane-Wall Diffusers, J. Fl. Eng., 9, 1980
84. Kartjev, V., Otenka poter energhii v elementah ghidrotransformatorov po experimentalnim dannim, Energhetika, 3, 1969
85. Kelleher, M., D. Flentie, R. McKee, An Experimental Study of the Secondary Flow in a Curved Rectangular Channel, J. Fl. Eng., 3, 1980
86. Khalil, I., W. Tabakoff, A. Hamed, Losses in Radial Inflow Turbines, ASME, 9, 1976
87. Kickbusch, E., Föttinger-Kupplungen und Föttinger Getriebe, Springer Verlag, Berlin, 1963
88. Kim, J., S. Kline, J. P. Johnston, Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer, J. Fl. Eng., 9, 1980
89. Kisbocskoi, L., Über die Änderung des Strömungswiderstandes in sehr schnell rotierenden Rohrleitungen, Budapest, 1958
90. Komarovskii, M., O. Burmistrov, Vliianie nekotorih gheometriceskih parametrov na poteri v tentrobejnih kolesah, Energomash, 7, 19..
91. Korsin, I., Vtoricinie tecenia vo vrasciaiuscihsia kanalah radialnih turbomasin, Energomasinostroenie, 2, 1978
92. Krüger, H., Berechnung von Druckverlusten in Rohrkrümmern, Wasserbautechnik, 19, 1970
93. Kudriavtsev, A., Proectirovanie postroika i ispitanie ghidravliceskih turboperedaci, Moskva, 1947
94. Kuzminskii, S., I. Filev, Primenenie uravnenia balansa energhii dlia otenki energheticeskih harakteristik ghidroturbini, Energ., 2, 1977
95. Lakshminarayana, B., An Axial Flow Research Compressor Facility Designed for Flow Measurement in Rotor Passages, J. Fl. Eng., 12, 1980
96. Lakshminarayana, B., A. Jabbari, H. Yamaoka, Turbulent Boundary Layer on a Rotating Helical Blade, J. Fl. Mech., 51, 3, 1972
97. Litvai, E., I. Fatko, Prediction of the boundary layer on the blades of radial impellers, Budapest, 1979.

98. Lohmann, R., An Investigation of the Influence of the Boundary Layers on the Performance of Centrifugal Compressor Impellers, J. Basic Eng., 3, 1966
99. Lohmann, R., S. Markowski, E. Brookman, Swirling Flow Through Annular Diffusers, J. Fl. Eng., 6, 1979
100. Ludwieg, H., Die ausgebildete Kanalströmung in einem rotierenden System, Ing. Archiv, 19, 1951
101. Lunar, R., Der hydraulische Drehmomentwandler und die hydraulische Kupplung, München, 1961
102. Makarciuk, V., O vnutrennik proţesah dvuhreactornevo ghidrotransformatora, Vestnik Maşinostr., 1, 1966
103. McDonald, Lennemann, Howard, Measured and Predicted Flow Near the Exit of Radial-Flow Impeller, ASME, 10, 1971
104. McMillan, O., J.P. Johnston, Performance of Low-aspect-Ratio Diffusers with Fully Developed Turbulent Flows, J. Fl. Eng., 9, 1973
105. Millea, A., Măsuri electrice, E.T., Bucureşti, 1980
106. Minin, V., S. Lvov, Ghidroprivodnie mehanizmi, Moskva, 1972
107. Migcenke, V., O rascetu profilnih poter v reşetkah turbomaşin, Energhetika, 8, 1965
108. Migcenke, V., Metodî rascete profilnih poter v reşetkah turbomaşin, Kiev, 1966
109. Moore, J., A Wake and an Eddy in a Rotating Radial-Flow Passage ASME, 7, 1973
110. Moore, J., J.G. Moore, A Calculating Procedure for Three-Dimensional Viscous, Compressible Duct Flow, ASME, 1977
111. Majumdar, A., V. Pratap, D. Spalding, Numerical Computation of Flow in Rotating Ducts, ASME, 3, 1977
112. Murakami, M., K. Kikuyama, E. Asakura, Velocity and Pressure Distributions in the Impeller Passages, J. Fl. Eng., 12, 1980
113. Murakami, M., Mitsukio, Kikuyama, Turbulent Flow in Axially Rotating Pipes, J. Fl. Eng., 3, 1980
114. Nagornaic, N., Issledovanie udarnih poter i koeffiţientov udara v lopastnih sistemah ghidrotransformatorov, V. Maşinostr. 6, 1961
115. Narbut, A., Ghidrotransformatori, Maşinostroenie, Moskva, 1966
116. Novrly, J., Calculation of characteristics of a hydrodynamic torque converter, Budapest, 1975
117. Orlandi, P., P. Cunsolo, Two-Dimensional Laminar Flow in Elbows, J. Fl. Eng., 6, 1979
118. Ower, Pankhurst, The Measurements of Air Flow, Pergamon Press, 66
119. Pache, W., Zur Frage der Entwicklung von Strömungsgrenzschichten in Turbomaschinen, Darmstadt, 1976
120. Parsons, D., P. Hill, Effects of Curvature on Two-Dimensional Diffuser Flow, J. Fl. Eng., 9, 1973
121. Pedly, T., On the instability of viscous flow in a rapidly rotating pipe, J. Fl. Mech., 1969
122. Peligrad, N., Cuplaje hidraulice şi convertisoare hidraulice de cuplu, E.T., 1985
123. Peligrad, N., Pierderile hidraulice în circuitul convertisoarelor de cuplu în diferite regimuri de lucru, Teză de doctorat, Timişoara, 1984

124. Pierce, F., The Law of the Wake in Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers, J. Basic Eng., 3, 1966
125. Pinsner, V., Baran N., Determinarea pierderilor prin frecare în stratul limită pe paleta de turbină, St. cerc. Mec. Apl., 37, 1978
126. Polotkii, N., Energheticeskie karakteristiki krivoosnih diffuzorov, Energomaşinostr., 1964
127. Popa, O. Mecanica fluidelor şi măsuri hidraulice, I.P.T.V. Timişoara, 1980
128. Prahlad, T., A Note on the Peak of Johnston's Triangular Model J. Fl. Eng., 9, 1976
129. Proskuriakov, G., K rascetu poter trenia v oblopacivanie osevih turbin, Energomaşinostr., 3, 19[illegible]8
130. Proskuriakov, G., L. Tartakovskaia, G. Svarţman, Rascot kontevih poter v obandajenih lopatkah osevih turbin, Energ., 3, 1972

131. Rambe, J., A new Aspect of officiency scale effect of a rotor in the light of an experiment, Liubliana, 1984
132. Raj, Lakshminarayana, Three-dimensional Characteristics of Turbulent Wakes Behind Rotors, A... 4, 1976
133. Reneau, L., J.P. Johnston, ...line, Performance and Designe of Straight Diffusers, J. Basic Eng., 3, 1967
134. Reynolds, A., Turbulent Flows in Engineering, London, 1974
135. Rothe, F., J.P. Johnston, Effects of System Rotation on the Performance of Two-Dimensional Diffusers, A..., 1976
136. Rusu-iski, L., Prelucrarea matematică a datelor experimentale, E.T., Bucureşti, 1974
137. Sakurai, Flow Separation and Performance of Decelerating Channels for ... Turbomachines, A... 7, 1975
138. Sarcika, M., Ferens V., Gidravliceskie peredaci teplovozov, Moskva, 1963
139. Sattu, A., Secondary Flow and Losses in Straight Turbine Cascade Budapest, 1979
140. Schilling, A., Berechnung der ausgebildeten Strömung in rotieren den Kanälen mit rechteckigem Querschnitt, ..., 4, 1981
141. Schlichting, H., Boundary-Layer Theory, Mc Graw-Hill, 1968
142. Schlichting, H., Three-Dimensional Boundary Layer Flow, Dubrovnik 1961
143. Seelig, ..., Über das Phänomen der Rotationsturbulenz in rotieren den Rohren und Kanälen, Stockholm, 19..
144. Senoo, ..., Yamaguchi, ..Nishi, A Photographic Study of the Three Dimensional Flow in a Radial Compressor, J. Eng. Power, 7, 1968
145. Silberman, H., Turbulent Flow in Axially Rotating Pipes, J. Fl. ..., 1980
146. Sherbul, ..., Rascet prostranstvennogo pogranicinogo sloia vo vraşciaiuşihsia kanalah tentrobejnih koles, Energ. 1, 1973
147. Sherbul, ..., V. Valciuk, Analiz prostranstvennogo pogranicinogo sloia v tentrobejnom kolese turbomaşini, Energ., 1, 1977
148. Smith, C., J. Layne, An Experimental Investigation of Flow in Plane ... Diffusers, J. Fl. Eng., 6, 1979
149. Smyth, R., Turbulent Flow over a Plane Symmetric Sudden Expansion J. Fl. Eng., 9, 1979
150. So, R., An Aproximate Method for Curved Shear Layers, J. Fl. Eng. 76
151. So, R., Entry Flow in Curved Channels, J. Fl. Eng., 6, 1976
152. So, R., G. Mellor, Experiment in convex curvature effects in turbulent boundary layers, J. Fl. Mech., 60, 1973
153. Solberg-Larsen, L., Über die Strömung in rotierenden Kanälen, Darmstadt, 1966
154. Tămaş, M.A., Metoda experimentului planificat, aplicată la încercarea turbotransformatoarelor, Bl. şt. tehn., 25, 1980
155. Tămaş, M.A., Diagrama universală a transformatoarelor hidrodinamice de tip Föttinger, Bl. şt. tehn., 26, 1981
156. Tămaş, M.A., Contribuţii la calculul şi dimensionarea turbotransformatoarelor de clasa I, Bl. şt. tehn., 28, 1983
157. Tămaş, M.A., Optimizarea proiectării turbotransformatoarelor utilizînd metoda coeficienţilor de viteză, Timişoara, Oct. 1985
158. Tămaş, M.A., Friction Losses in Rotating Curved Pipes, Budapest 1983
159. Tămaş, M.A., Theoretical Model of Flow in Rotating Straight Pipe Bl. şt. tehn., 29, 1984
160. Tămaş, M.A., Friction Losses in Curved Pipes, in the Case of Laminar Flow, Bl. şt. tehn., 29, 1984, Tm.
161. Tămaş, M.A., Friction Losses in Rotating Straight Pipes, St. cerc. Mec. Apl, 29, 3, 1984, Bucureşti
162. Tămaş, M.A., Pierderi hidraulice în conducte curbate şi rotitoare în cazul regimului laminar, I.P.T.V.Tm., Oct. 1985
163. Tămaş, M.A., Pierderi hidraulice în conducte rotitoare în cazul curgerii turbulente, Conf. M.H. şi Hidr. Tm., Oct. 1985
164. Tămaş, M.A., Pierderi hidraulice în conducte curbate în cazul regimului turbulent, Conf. M.H. şi Hidr. Tm., Oct. 19 85

165.Tănase,M.A.,Debitmetrul cot,Conf.M.H.şi Hidr.,Tmş.,1985
166.Tănase,M.A.,I.Anton,Friction Losses in Rotating Curved Pipes for Laminar and Turbulent Flow,Hydroforum 1985,Gdansk
167.Tănase,M.A.,I.Anton,Studiul stabilităţii curgerii turbulente în conducte rotitoare,Conf.M.H.şi Hidr.Tmş.,Oct.1985
168.Tănase,M.A.,I.Anton,I.Potencz,Determinarea experimentală a pierderilor hidraulice în conducte rotitoare curbate,Conf. M.H.şi Hidr.Tmş.,Oct.1985
169.xxx The computation of Optimum Pressure Recovery in Two-Dimensional diffusers,J.Fl.Eng.,9.1979
170.Troskolanski,A.,Theorie et pratique des mesures hydraulique Dunod,Paris,1963
171.Trudi NIIT,Naporhoe dvijenie jidkosti va vraşciaiuşcihsia kanalah i gidrotransport,Moskva,1971
172.Van Driest,E.,On Turbulent Flow near a Wall,J.Aeron.Sc.1956
173.Vidyanidhi,V.,...,Secondary Flow in a Rotating Channel, J.Mnte.and Phys.Sc.,1967
174.Wheeler,A.,J.P.Johnston,An Assessment of Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer Prediction Methods,J.Fl.Eng.,1973
175.Will,G.,Modellvorstellung zur Strömung in Radialen Laufrädern,Maschinenbautechnick,23,1974
176.Winoto,...,Durao,...Crane,Measurements within Görtler Vortices,J.Fl.Eng.,12,1979
177.Wolf,H.,Strömungskupplungen und Strömungswandler,Springer V. Berlin,1962
178.Wolf,S.,J.P.Johnston,Effects of Nonuniforme inlet Velocity Profiles on Flow Regimes and performance in Two-Dimensional Diffusers,J.Basic Eng.,9,1969
179.Zelenin,V.,Silov V.,Primenenie STVM dlia rasceta poter v reşetkah profilei turbomaşin,Energomaş.,8,1964

180.Anton,I.,De Sabata,I.,Vekas,L.,Potencz,I.,Etanşări cu ferofluid magnetic,Conf.M.H.şi Hidrod.,Timişoara,1985.
181.Anton,I.,Potencz,I.,Suciu,E.,Vekas,L.,Dynamical Sealing with magnetic fluids,Technoinform,Budapest,1982.
182.Nekrassov,B.,Cours d'hydraulique,Ed.Moscou,1978.
183.Potencz,I.,Suciu,E.,Vekas,L.,Magnetofluidic Transducers for Low Pressure Difference,Mecanique Appliquee,Tom 30,2-3,Bucuresti,1985.
184.Rothe,P.,J.P.Johnston,Free Shear Layer Behavior in Rotating Systems,ASME,3,1979.